PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 1. November 1909. Redaktionsschluß für No. 22 am 23. Oktober 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Abraham, Zur elektromagnetischen Mechanik. S. 737.

O. Hahn u. L. Meitner, Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums. S. 741.

V. L. Chrisler, Absorption von Gasen durch die Anode in einem Glimmstrome. S. 745.

J. Stark, Zu den Beobachtungen des Herrn W. Wien über die positive Ladung der Kanalstrahlen. S. 752.

H. Hausrath, Die Methoden zur Eisenuntersuchung bei Wechselstrom und ein Apparat zur Darstellung dynamischer Hysteresiskurven. S. 756.

Zusammenfassende Berichte:

W. Westphal u. P. Pringsheim, Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science, Winnipeg, den 25. August bis 1. September 1909. S. 762.

E. Rutherford, Die neuesten Fortschritte der Atomistik. S. 762.

Personalien. S. 776.

Gesuche. S. 776.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur elektromagnetischen Mechanik.

Von Max Abraham.

Herr G. Nordström[1]) hat in dieser Zeitschrift auf einige Unterschiede hingewiesen, welche zwischen dem von mir aufgestellten Systeme der Elektrodynamik bewegter Körper[2]) und gewissen Ansätzen der Minkowskischen Mechanik[3]) bestehen. Ich nehme Gelegenheit, auf das von Herrn Nordström aufgestellte Problem, sowie auf einige mit ihm in Verbindung stehende Fragen der elektromagnetischen Mechanik einzugehen.

Falls Dielektrizitätskonstante und magnetische Permeabilität des Körpers — wie in dem von Herrn Nordström behandelten Falle — beide gleich eins angenommen werden, so gelten für die elektromagnetischen Spannungen die bekannten Ausdrücke, welche, rationelle Einheiten vorausgesetzt, lauten:

$$\left.\begin{aligned} X_x &= \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{E}_x^2 - \mathfrak{E}_y^2 - \mathfrak{E}_z^2) + \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{H}_x^2 - \mathfrak{H}_y^2 - \mathfrak{H}_z^2),\\ Y_y &= \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{E}_y^2 - \mathfrak{E}_z^2 - \mathfrak{E}_x^2) + \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{H}_y^2 - \mathfrak{H}_z^2 - \mathfrak{H}_x^2),\\ Z_z &= \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{E}_z^2 - \mathfrak{E}_x^2 - \mathfrak{E}_y^2) + \tfrac{1}{2}\,(\mathfrak{H}_z^2 - \mathfrak{H}_x^2 - \mathfrak{H}_y^2); \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} X_y &= Y_x = \mathfrak{E}_x\mathfrak{E}_y + \mathfrak{H}_x\mathfrak{H}_y,\\ Y_z &= Z_y = \mathfrak{E}_y\mathfrak{E}_z + \mathfrak{H}_y\mathfrak{H}_z,\\ Z_x &= X_z = \mathfrak{E}_z\mathfrak{E}_x + \mathfrak{H}_z\mathfrak{H}_x. \end{aligned}\right\} \quad (1a)$$

Ferner sind elektromagnetischer Energiestrom ($\mathfrak{S}$) und elektromagnetische Impulsdichte ($\mathfrak{g}$) beide bestimmt durch den Vektor

$$\mathfrak{s} = \mathfrak{S}/c = c\mathfrak{g} = [\mathfrak{E}\mathfrak{H}], \quad (1b)$$

und endlich ist die Energiedichte:

$$\psi = \tfrac{1}{2}\,\mathfrak{E}^2 + \tfrac{1}{2}\,\mathfrak{H}^2. \quad (1c)$$

Führt man, mit Minkowski, statt der Zeit t die Variable

$$u = ict \quad (2)$$

als vierte Raumkoordinate ein, und betrachtet die Gruppe der orthogonalen „allgemeinen Lorentzschen Transformation", welche den Ausdruck

$$x^2 + y^2 + z^2 + u^2 \quad (2a)$$

ungeändert lassen, so findet man, daß sich die zehn Größen:

$$\left.\begin{aligned} &X_x,\ Y_y,\ Z_z;\ X_y = Y_x,\ Y_z = Z_y,\ Z_x = X_z;\\ &X_u = U_x = -i\mathfrak{S}_x,\ Y_u = U_y = -i\mathfrak{S}_y,\\ &Z_u = U_z = -i\mathfrak{S}_z;\ U_u = \psi, \end{aligned}\right\} \quad (2b)$$

transformieren wie die Quadrate und die Produkte:

$$x^2,\ y^2,\ z^2;\ xy,\ yz,\ zx;\ xu,\ yu,\ zu;\ u^2$$

der vier Koordinaten.

Wie das System der sechs Spannungskomponenten durch deren Verhalten bei den Drehungen des dreidimensionalen Raumes als (dreidimensionaler) Tensor oder „Tensortripel" gekennzeichnet ist, so wird man, im Sinne Minkowskis, das obige System der zehn Größen, entsprechend deren Verhalten bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes, als vierdimensionalen Tensor oder „Tensorquadrupel" bezeichnen.

Nach H. A. Lorentz leitet sich nun die an der Volumeinheit eines bewegten Körpers angreifende ponderomotorische Kraft des elektromagnetischen Feldes ab aus den „Impulsgleichungen"

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_x}{\partial t},\\ \mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_y}{\partial t},\\ \mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{g}_z}{\partial t}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

während die Summe von Joulescher Wärme (Q) und Arbeit jener Kraft sich aus der „Energiegleichung" ergibt:

$$Q + (\mathfrak{w}\mathfrak{K}) = -\frac{\partial \mathfrak{S}_x}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{S}_y}{\partial y} - \frac{\partial \mathfrak{S}_z}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial t}. \quad (3a)$$

Setzt man, indem man die Geschwindigkeit $\mathfrak{w}$ auf die Lichtgeschwindigkeit c als Einheit bezieht,

---

1) G. Nordström, diese Zeitschr. **10**, 681, 1909.

2) M. Abraham, Rendiconti del circolo matematico di Palermo, **28**, 1909.

3) H. Minkowski, Gött. Nachr. 1908.

$$w = cq, \tag{3b}$$

und ferner

$$\mathfrak{K}_u = i\left\{\frac{Q}{c} + (q\mathfrak{K})\right\}, \tag{3c}$$

so kann man, unter Verwendung der in (2b) angegebenen Bezeichnungen, die Impulsgleichungen (3) und die Energiegleichung (3a) zusammenfassen in das System der vier Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} + \frac{\partial X_u}{\partial u},\\
\mathfrak{K}_y &= \frac{\partial Y_x}{\partial x} + \frac{\partial Y_y}{\partial y} + \frac{\partial Y_z}{\partial z} + \frac{\partial Y_u}{\partial u},\\
\mathfrak{K}_z &= \frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} + \frac{\partial Z_u}{\partial u},\\
\mathfrak{K}_u &= \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{\partial U_u}{\partial u}.
\end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Nun transformieren sich bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes die Operationszeichen $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}, \frac{\partial}{\partial u}$ wie die Komponenten x_1, y_1, z_1, u_1 eines vierdimensionalen Vektors (erster Art), während die dem skalaren Produkte entsprechende Verbindung der Komponenten zweier solcher Vektoren:

$$x_1 x + y_1 y + z_1 z + u_1 u$$

eine Invariante (vierdimensionaler Skalar) ist. Es folgt, daß die durch die Gleichungen (4) aus dem vierdimensionalen Tensor abgeleiteten vier Größen $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_y$, $\mathfrak{K}_z$, $\mathfrak{K}_u$ die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors (erster Art) sind.

Wir wenden diesen Satz an auf die „spezielle Lorentzsche Transformation":

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa x' &= x + i\beta u\\
\varkappa u' &= u - i\beta x
\end{aligned}\right\} \varkappa = \sqrt{1-\beta^2}. \tag{5}$$

Genau so, wie die Koordinaten (x, u), transformieren sich, beim Übergange vom Bezugssysteme Σ zu Σ', die Komponenten $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_u$:

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa \mathfrak{K}_x' &= \mathfrak{K}_x + i\beta \mathfrak{K}_u,\\
\varkappa \mathfrak{K}_u' &= \mathfrak{K}_u - i\beta \mathfrak{K}_x.
\end{aligned}\right\} \tag{5a}$$

Umgekehrt erhält man

$$\left.\begin{aligned}
\varkappa \mathfrak{K}_x &= \mathfrak{K}_x' - i\beta \mathfrak{K}_u',\\
\varkappa \mathfrak{K}_u &= \mathfrak{K}_u' + i\beta \mathfrak{K}_x'.
\end{aligned}\right\} \tag{5b}$$

Der betrachtete Körper mag in Σ' ruhen. In Σ hat er dann die konstante Geschwindigkeit $c\beta$ parallel der x-Achse. Gemäß (3c) ist

$$\mathfrak{K}_u = i\frac{Q}{c} + i\beta \mathfrak{K}_x,$$

$$\mathfrak{K}_u' = i\frac{Q'}{c}.$$

Aus (5a) folgt somit:

$$Q = \varkappa Q', \tag{6}$$

und aus (5b):

$$\varkappa \mathfrak{K}_x = \mathfrak{K}_x' + \frac{\beta Q'}{c}. \tag{7}$$

Die beiden letzten Gleichungen ermöglichen es, die Kraft und Wärme in Σ anzugeben, wenn Kraft und Wärme in dem System Σ', in welchem der Körper ruht, bekannt sind.

Bei der von Herrn Nordström zur Diskussion gestellten Aufgabe handelt es sich um eine Platte, welche parallel der z-Achse von Gleichstrom durchflossen ist. In dem Bezugssystem Σ', in dem die Platte ruht, sind die Feldkomponenten:

$$\mathfrak{E}_x' = 0, \quad \mathfrak{E}_y' = 0, \quad \mathfrak{E}_z' = \frac{i_z'}{\sigma};$$

$$\mathfrak{H}_x' = 0, \quad \mathfrak{H}_y' = \frac{x' i_z'}{c}, \quad \mathfrak{H}_z' = 0.$$

Aus (1) ergeben sich die Werte der Normalspannungen:

$$\begin{aligned}
X_x' &= -\frac{1}{2}\frac{i_z'^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2}\frac{x'^2 i_z'^2}{c^2},\\
Y_y' &= -\frac{1}{2}\frac{i_z'^2}{\sigma^2} + \frac{1}{2}\frac{x'^2 i_z'^2}{c^2},\\
Z_z' &= +\frac{1}{2}\frac{i_z'^2}{\sigma^2} - \frac{1}{2}\frac{x'^2 i_z'^2}{c^2}.
\end{aligned}$$

Nach (1a) sind alle drei Schubspannungen gleich Null; nach (1b) hat man

$$\mathfrak{F}_x' = -\frac{x' i_z'^2}{\sigma c}, \quad \mathfrak{F}_y' = \mathfrak{F}_z' = 0.$$

Von y' und z' sind die in Frage kommenden Größen unabhängig, ebenso von u', d. h. von t', da ja das Feld in Σ' ein stationäres ist. Aus (4) folgt mithin:

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{K}_x' &= \frac{\partial X_x'}{\partial x'} = -\frac{x' i_z'^2}{c^2},\\
\mathfrak{K}_u' &= \frac{\partial U_x'}{\partial x'} = -i\frac{\partial \mathfrak{F}_x'}{\partial x'} = i\frac{i_z'^2}{\sigma c}.
\end{aligned}\right\} \tag{8}$$

Es ist also, nach (3c), die in Σ' entwickelte Joulesche Wärme

$$Q' = \frac{i_z'^2}{\sigma}, \tag{8a}$$

wie auch ohnedies bekannt ist.

Der Übergang zu dem System Σ, d. h. zu der in Richtung der x-Achse mit der Geschwindigkeit $c\beta$ bewegten Platte, geschieht nun auf Grund von (6) und (7). Es ist in Σ die in Raum- und Zeiteinheit entwickelte Joulesche Wärme:

$$Q = \varkappa Q' = \frac{i_z'^2}{\sigma}\cdot\sqrt{1-\beta^2}, \tag{9}$$

und die an der Volumeinheit angreifende Kraft des elektromagnetischen Feldes:

$$\mathfrak{K}_x = -\frac{x' i_z'^2}{c^2\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{\beta Q}{c(1-\beta^2)}. \tag{9a}$$

Herr Nordström berechnet die auf die Flächeneinheit der Platte im ganzen wirkende Kraft; dabei fällt das erste Glied weg, und nur das zweite bleibt übrig. Es stimmt mit dem hier auf anderem Wege erhaltenen überein.

Doch mögen an jenen ersten Term des Kraftausdruckes noch einige Bemerkungen geknüpft werden. Er tritt, wie auch aus (8) her-

vorgeht, bereits im Falle der Ruhe auf. In einem ruhenden festen Körper wirkend, wird die elektromagnetische Kraft $\mathfrak{K}_x'$ mechanische Spannungen hervorrufen, deren ponderomotorische Kraft sie kompensiert. Denn es müssen sich an jedem Volumelement des ruhenden Körpers die elektromagnetischen und die mechanischen Kräfte das Gleichgewicht halten. Versteht man jetzt unter $\mathfrak{K}_x'$ nicht die elektromagnetische Kraft, sondern die Resultierende der elektromagnetischen und mechanischen Kraft, so muß sein:

$$\mathfrak{K}_x' = 0. \qquad (10)$$

Was den Wert von $\mathfrak{K}_x'$ anbelangt, so wird dieser durch die hinzukommenden mechanischen Kräfte nicht geändert, da deren Bestehen in dem ruhenden Körper nicht von einer Wärmeentwickelung begleitet ist.

Die soeben erwähnten mechanischen Kräfte sind vom Standpunkte des Relativitätsprinzipes bisher nur wenig diskutiert worden. Offenbar verlangt das Relativitätsprinzip, daß für die mechanischen Kräfte dieselben Transformationsgesetze gelten, wie für die elektromagnetischen, d. h. daß die vier Größen, welche Kraft und Arbeit bestimmen, sich bei den Drehungen des vierdimensionalen Raumes wie die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors (erster Art) transformieren. Diese Forderung würde am einfachsten durch die Annahme sich erfüllen lassen, daß die mechanischen Spannungen, der mechanische Energiestrom und Impuls, und die mechanische Energiedichte durch ein System von zehn Größen bestimmt sind, welche einen vierdimensionalen Tensor bilden. Es müßte dann unter anderen die Beziehung zwischen Energiestrom und Impulsdichte, welche gemäß der Lorentzschen Elektrodynamik für das elektromagnetische Feld im Vakuum besteht:

$$c^2 \mathfrak{g} = \mathfrak{S},$$

auch zwischen mechanischer Impulsdichte und Energiestrom Geltung haben. Es ist dieses eine Behauptung, die Herr M. Planck auf der vorjährigen Naturforscherversammlung in Cöln aufgestellt hat [1]); es soll der Energiestrom, welcher durch eine starre kinematische Verbindung übertragen wird, eine solche Bewegungsgröße besitzen. Durch Berücksichtigung dieses Teiles der Bewegungsgröße werden gewisse Schwierigkeiten, welche der Relativitätstheorie des Elektrons erwachsen wenn auch nicht behoben, so doch auf die Begründung jener behaupteten Beziehung zurückgeführt.

Wie dem nun auch sei, so wird, wenn die mechanischen Komponenten von Kraft und Arbeit sich ebenso transformieren, wie die ihnen entsprechenden elektromagnetischen Größen, für das resultierende Größensystem dasselbe gelten.

1) Diese Zeitschr. 9, 828, 1908.

Es werden also die resultierenden Werte von $\mathfrak{K}_x$, $\mathfrak{K}_w$ sich beim Übergange von Σ' zu Σ den Formeln (5b) gemäß transformieren. Es bleibt demnach für die Wärmeentwickelung die Relation (6) bestehen, während (7) infolge von (10) ergibt:

$$\mathfrak{K}_x = \frac{\beta Q}{c(1-\beta^2)}. \qquad (10a)$$

Es ist somit auch für die einzelnen Volumelemente der erste Term von (9a), durch Berücksichtigung der mechanischen Kräfte, fortgefallen. Aber der zweite Term bleibt bestehen; er stellt eine in Richtung der Bewegung fallende Kraft dar, die der Geschwindigkeit und der entwickelten Jouleschen Wärme proportional ist. Ist das Bestehen dieser Kraft mit dem Prinzip der Relativität vereinbar?

In der auf dem Relativitätsprinzip fußenden Mechanik lautet der Impulssatz:

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{m_0 c \mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\right\} = \mathfrak{K}\, dv. \qquad (11)$$

Dabei ist m_0 die „Ruhmasse" der Materie, welche zur Zeit t das Volumelement dv erfüllt.

Minkowski nimmt nun in seiner Mechanik an, daß die Ruhmasse der Materie konstant sei. Unter dieser Voraussetzung würde offenbar das Bestehen der obigen Kraft bei gleichförmiger Bewegung nicht mit der Beziehung (11) zu vereinbaren sein; es bleibt dann kein anderer Ausweg, als eine Änderung in der Definition der elektromagnetischen Kraft. Minkowski ersetzt denn auch die aus der Impulsgleichung (3) abgeleitete ponderomotorische Kraft durch

$$\mathfrak{K} + \frac{\Phi \mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}},$$

wobei Φ die Bedeutung hat:

$$\Phi = \frac{\mathfrak{q}_x \mathfrak{K}_x + \mathfrak{q}_y \mathfrak{K}_y + \mathfrak{q}_z \mathfrak{K}_z + i \mathfrak{K}_w}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}.$$

Mit Rücksicht auf (3c) ist somit

$$\Phi = -\frac{Q}{c\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}$$

und es beträgt die Minkowskische Zusatzkraft

$$-\frac{\mathfrak{q} Q}{c(1-\mathfrak{q}^2)}. \qquad (12)$$

Diese der Minkowskischen Mechanik eigentümliche Zusatzkraft ist demnach so bemessen, daß sie die Kraft (10a) gerade aufhebt.

Indessen erweist sich die Einführung dieser Zusatzkraft eben nur dann als notwendig, wenn man die „Ruhmasse" der Materie als unveränderlich ansieht. Man hat sich jedoch in der elektromagnetischen Mechanik bereits daran gewöhnt, die Masse als veränderliche Größe zu betrachten, und von A. Einstein und M. Planck ist gerade eine Änderung der Masse mit dem Energieinhalt der Materie angenommen worden. Sieht man m_0 als zeitlich variabel an, so folgt aus (11) bei gleichförmiger Bewegung

$$\frac{c\mathfrak{q}}{\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}\frac{dm_0}{dt} = \mathfrak{K}\,dv = \frac{\mathfrak{q}Q\,dv}{c(1-\mathfrak{q}^2)}.$$

Es müßte also die zeitliche Änderung der Ruhmasse betragen:

$$\frac{dm_0}{dt} = \frac{Q\,dv}{c^2\sqrt{1-\mathfrak{q}^2}}. \qquad (13)$$

Ist nun μ_0 die „Ruhmassendichte", d. h.

$$m_0 = \mu_0\,dv_0,$$

so kann man, wegen

$$dv = dv_0\cdot\sqrt{1-\mathfrak{q}^2},$$

auch schreiben:

$$\frac{d\mu_0}{dt} = \frac{Q}{c^2}. \qquad (13a)$$

Demnach kann man die Minkowskische Zusatzkraft entbehren, wenn man annimmt, daß die Entwickelung Joulescher Wärme in dem betreffenden Volumelement von einer Änderung der Ruhmassendichte begleitet ist.

Daß die Minkowskische Zusatzkraft mit Rücksicht auf die Energiegleichung gewisse Schwierigkeiten bereitet, hat Herr Nordström bereits erwähnt.

Bezeichnet man die an der Einheit der Ladung angreifende elektromagnetische Kraft mit $\mathfrak{F}$, so findet man auf Grund von (3) und (3a) für die Joulesche Wärme den Ausdruck:

$$Q = (i\mathfrak{F}); \qquad (14)$$

es stellt sich dann die in der Raum- und Zeiteinheit erzeugte Joulesche Wärme dar als skalares Produkt aus der Dichte des Leitungsstromes und der an der Einheit der Ladung angreifenden elektromagnetischen Kraft. Dieser Ausdruck für die Joulesche Wärme wird schon durch die Äquivalenz von Konvektionsstrom und Leitungsstrom nahegelegt. Auf der linken Seite der Energiegleichung (3a) tritt der reversiblen Arbeit der elektromagnetischen Kraft beim Konvektionsstrom die irreversible Arbeit beim Leitungsstrom gegenüber.

Wird jedoch die Minkowskische Zusatzkraft (12) hinzugefügt, die in der Zeiteinheit die Arbeit

$$-\frac{\mathfrak{q}^2 Q}{(1-\mathfrak{q}^2)}$$

leistet, so ist diese Arbeit auf der linken Seite der Energiegleichung im Arbeitsgliede in Rechnung zu stellen; soll diese Gleichung ihre Gültigkeit bewahren, so muß der gleiche Betrag vom Wärmegliede abgezogen werden. Das heißt, in der Minkowskischen Mechanik ist der Ausdruck für die Joulesche Wärme nicht durch (14) gegeben, sondern durch

$$Q_m = Q + \frac{\mathfrak{q}^2 Q}{1-\mathfrak{q}^2} = \frac{(i\mathfrak{F})}{1-\mathfrak{q}^2}. \qquad (14a)$$

Es erscheint kaum möglich, das Auftreten eines Geschwindigkeitsfaktors mit den Vorstellungen zu vereinbaren, die man sich vom Zustandekommen des Leitungsstromes macht.

Wir können das Ergebnis unserer Darlegung dahin zusammenfassen, daß man zwischen zwei Möglichkeiten zu wählen hat:

Entweder man nimmt die Ruhmasse der Materie als unveränderlich an. Dann hat man den Impulssatz (3) aufzugeben, und der durch ihn bestimmten ponderomotorischen Kraft die Minkowskische Zusatzkraft (12) hinzuzufügen. Die Joulesche Wärme ist dann, statt durch (14), durch (14a) zu definieren.

Oder man legt der Definition der ponderomotorischen Kraft den Impulssatz (3) zugrunde. Dann gilt für die Joulesche Wärme der Ausdruck (14). Eine Entwickelung von Joulescher Wärme ist dann von einer der Gl. (13a) entsprechenden Zunahme der Ruhmasse begleitet.

Beide Auffassungen sind im Einklang mit dem Postulat der Relativität. Eine experimentelle Entscheidung zwischen ihnen erscheint einstweilen nicht möglich. Es ist daher die Wahl, die man trifft, zum Teil eine Sache des persönlichen Geschmackes. Doch gehe ich wohl nicht fehl, wenn ich annehme, daß die Mehrzahl derjenigen Physiker, welche die Entwickelung der Elektrodynamik verfolgt haben, die zweite Auffassung bevorzugen wird.

In der Abhandlung in den „Rendiconti del circolo matematico di Palermo", auf welche Herr Nordström Bezug nimmt, habe ich die Elektrodynamik bewegter Körper für den allgemeinen Fall beliebiger Dielektrizitätskonstante und Permeabilität dargestellt; ich habe dabei die Theorien von H. Hertz, E. Cohn, H. A. Lorentz und H. Minkowski herangezogen; jede dieser Theorien kennzeichne ich durch die Beziehungen, durch welche sie die elektrische und magnetische Erregung mit der elektrischen und magnetischen Kraft verknüpft. Sind diese Beziehungen gegeben, so folgen aus dem dort entwickelten Systeme die Ausdrücke der Spannungen, der Impulsdichte, des Energiestromes und der Energiedichte, damit auch der ponderomotorischen Kraft und Arbeit. Für die Joulesche Wärme wird dabei die Gl. (14) als allgemein gültig angesehen.

Die Anwendung jenes Systems auf die Minkowskische Elektrodynamik ergibt, daß auch in dem allgemeinen Falle sich die Größen

$$X_x,\ X_y,\ \ldots\ldots U_w$$

wie die Komponenten eines vierdimensionalen Tensors transformieren, daß insbesondere die Symmetriebeziehungen

$$X_y = Y_x, \quad Y_z = Z_y, \quad Z_x = X_z;$$
$$\mathfrak{S}_x = c^2\mathfrak{g}_x, \quad \mathfrak{S}_y = c^2\mathfrak{g}_y, \quad \mathfrak{S}_z = c^2\mathfrak{g}_z$$

erfüllt sind. Hierin liegt eine weitere Abweichung von Minkowskis Ansätzen, welche diesen

Symmetriebedingungen im allgemeinen Falle nicht genügen.

Die obigen Betrachtungen lassen sich nun ganz unverändert auf Körper beliebiger Dielektrizitätskonstante und Permeabilität übertragen. Auch hier sieht man sich, wenn man auf dem Standpunkte des Relativitätsprinzipes steht, vor die Wahl gestellt, entweder die Minkowskische Zusatzkraft (12) oder die Änderung (13a) der trägen Masse bei Joulescher Wärmeentwickelung anzunehmen.

Wolkenstein im Grödner Tal, Sept. 1909.

(Eingegangen 13. September 1909.)

Über eine typische β-Strahlung des eigentlichen Radiums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

Die β-Strahlen des Radiums wurden früher nur dem letzten Zerfallsprodukt des schnell zerfallenden Niederschlags, Radium C, zugeschrieben. Vom langsam zerfallenden aktiven Niederschlag wies Rutherford nach, daß das mit einer Periode von etwa 6 Tagen zerfallende Radium E ebenfalls β-Strahlen emittiert. Letztere Substanz wurde dann von Meyer und v. Schweidler in zwei Bestandteile zerlegt, Radium E_1 und Radium E_2, und die β-Strahlen als dem Radium E_2 zugehörig erkannt.

Die unter der Annahme, daß Radium C allein β-Strahlen ausgibt, von Rutherford berechnete Anstiegskurve stimmte mit den Beobachtungen nicht völlig überein. Tatsächlich fand dann H. W. Schmidt, daß auch Radium B eine weiche β-Strahlung emittiert. Seit dieser Zeit haben sich die Ansichten über die Verteilung der β-Strahlung im Radium nicht mehr geändert.

Bei Gelegenheit der Untersuchung der Absorption der Strahlen des aktiven Niederschlags des Radiums haben wir auch Radium selbst in den Kreis unserer Untersuchung gezogen. Es wurde eine verdünnte Radiumlösung auf einem Schälchen eingedampft und einige Stunden darnach auf β-Strahlen und deren Absorption in Aluminium geprüft. Es ergab sich neben geringen Mengen des aktiven Niederschlags, der noch nicht völlig zerfallen war, eine ziemliche weiche Strahlung, die sicher zum größten Teil von Radium E_2 herrührte. Radium E_2 ist nämlich in allen Radiumpräparaten, je nach deren Alter, in größerer oder geringerer Menge enthalten. Untersucht man die β-Strahlen des Radiums im Gleichgewicht mit dem aktiven Niederschlag, so wird man naturgemäß von den β-Strahlen des Radium E_2 nicht viel merken, da sie einerseits weicher, andererseits bei weitem nicht in der Gleichgewichtsmenge vorhanden sind. Wird dagegen die gesamte übrige β-Strahlung des schnell zerfallenden Niederschlags entfernt, so muß die reine Radium-E_2-Strahlung zurückbleiben.

Bei verschiedenen Gelegenheiten fanden wir aber, daß die in solchen Radiumpräparaten zurückbleibende β-Strahlung viel weicher war, als dem Radium E_2 entsprach und diese Beobachtung veranlaßte uns, Radium-E_2-freies Radium zu untersuchen.

Um Radium von Radium D und Radium E zu befreien, kann man zwei Wege einschlagen, einmal die chemische Abtrennung von Radium D und Radium E mittelst Schwefelwasserstoff und eventuell Ammoniak, andererseits die physikalische Abtrennung durch Erhitzen von Radium in sehr dünner Schicht auf sehr hohe Temperatur.

Es wurde eine Radiumlösung mit etwas Kupfersulfat versetzt und das Kupfer mit Schwefelwasserstoff ausgefällt. Im Filtrat wurden Spuren von Eisen mittelst Ammoniak entfernt. Das Filtrat hiervon enthielt dann weder Radium D noch Radium E, da die beschriebenen Fällungsreaktionen beide dazu führen, Radium D und Radium E auszufällen. Das resultierende Radiumfiltrat wurde noch einige Stunden auf dem Wasserbad erwärmt, um dem aktiven Niederschlag Zeit zum Zerfallen zu lassen und gleichzeitig die Emanation zu entfernen. Dann wurde schnell auf einem flachen Schälchen eingedampft, um die Ammoniumsalze zu vertreiben. Falls jetzt noch eine β-Strahlung nachweisbar war, so konnte sie, da sowohl der rasch zerfallende als der langsam zerfallende Niederschlag entfernt war, von keinem dieser Produkte herrühren.

Die Untersuchung des eingedampften Radiumfiltrats ergab eine sehr weiche β-Strahlung, die durch Bedeckung mit einer der schon früher erwähnten Aluminiumfolien auf weniger als ein Viertel ihrer Aktivität herabgedrückt wurde.

Zur Kontrolle wurde auch die zweite oben angegebene Abtrennungsmethode angewendet, nämlich sehr starkes Erhitzen von Radium in dünner Schicht. Es ist schon von Rutherford und Meyer und v. Schweidler nachgewiesen worden, daß Radium D und Radium E bei starkem Glühen flüchtig sind. Wir haben dies ebenfalls geprüft, indem wir ein Radiobleipräparat, das aus Radium-Mutterlauge abgeschieden worden war, auf einem Platinblech kurze Zeit im Gebläse stark erhitzten. Die Aktivität sank auf einen minimalen Betrag ihres Anfangswertes und ließ beim weiteren Verfolgen eine Zunahme nicht erkennen. Daraus folgt, daß beim Erhitzen nicht nur Radium E, sondern auch Radium D weggegangen war.

Wir haben nun wenige Tropfen einer starken Radiumlösung auf einem Platinblech eingedampft

und gleich nach dem Eindampfen die β-Aktivität und deren Durchdringbarkeit festgestellt, die unter Berücksichtigung des Zerfalls des aktiven Niederschlags sich als durchaus normal erwies. Dann wurde im Gebläse kurze Zeit erhitzt und die β-Aktivität wieder gemessen. Sie war durch die Verflüchtigung von Radium B und Radium C viel geringer geworden, zugleich aber viel weicher. Das Glühen im Gebläse wurde noch einige Male wiederholt unter beständigem Kontrollieren der gesamten β-Aktivität und deren Durchdringungsfähigkeit.

Während anfangs die Aktivität infolge des Glühens noch abnahm, offenbar von Spuren zurückgebliebenen aktiven Niederschlags, wurde nach einiger Zeit ein Punkt erreicht, wo die Aktivität sofort zuzunehmen begann. Die β-Aktivität war aber nicht auf Null gesunken, sondern auf einem konstanten niedrigen Wert stehen geblieben, der auch durch sehr starkes weiteres Glühen nicht mehr herabgesetzt werden konnte.

Diese übrig bleibende β-Strahlung war die weichste, die wir bis jetzt auf direktem Wege nachweisen konnten. Sie wurde von 0,054 mm Aluminium auf weniger als 20 Proz. ihres Wertes herabgedrückt, was einem Absorptionskoeffizienten von mehr als 300 cm^{-1} entspricht. Ein Vergleich der Intensität dieser weichen β-Strahlung mit der von Radium im Gleichgewicht ergab, daß sie bei unsern Versuchsbedingungen nur einen sehr geringen Prozentsatz der Gesamtstrahlung ausmacht. Es war daher von vornherein nicht zu entscheiden, ob die Strahlung vom Radium oder von einem der anderen Radioelemente, bzw. deren Zerfallsprodukten herrührte. Obgleich eine Verunreinigung mit Thorium oder Aktinium a priori sehr unwahrscheinlich war, war die neue β-Strahlung außerdem prinzipiell unterschieden von allen beim Thorium und Aktinium von uns untersuchten β-Strahlungen. Eine einigermaßen ähnliche Durchdringbarkeit zeigt nur das Radioaktinium, doch ist auch die Radioaktinium-Strahlung immer noch beträchtlich durchdringender.

Trotzdem wurde die Abwesenheit von irgendwie meßbaren Mengen von Aktinium in dem verwendeten Radiumsalz sowohl durch die Emanationsmethode, als auf andere Weise direkt nachgewiesen.

Vorsichtshalber wurde auch noch geprüft, ob vielleicht Radium D, Radium E oder Radium F eine weiche β-Strahlung emittieren, die dann durch die härtere Radium-E-Strahlung übersehen worden wäre. Tatsächlich haben nämlich Meyer und v. Schweidler[1]) beim langsam zerfallenden Niederschlag des Radiums eine sehr weiche β-Strahlung beobachtet, deren Absorbierbarkeit aber fast 15mal so groß ist, als die von uns beobachtete und die außerdem bei den von uns eingehaltenen Versuchsbedingungen ebensowenig wie die α-Strahlung zur Wirkung kommen konnte.

Die Prüfung von reinem Polonium, reinem Radium D und Radium E ergab denn auch in bezug auf die oben gefundene Strahlung ein völlig negatives Resultat.

Es blieb daher nur als Erklärungsmöglichkeit, entweder eine noch unbekannte Verunreinigung, oder die Annahme einer β-Strahlung des eigentlichen Radiums.

Wenn die β-Strahlen von einer zufälligen Verunreinigung herrührten, so mußten Radiumpräparate verschiedener Herstellung und verschiedenen Alters diese Verunreinigung in verschiedener Menge enthalten. Zur Entscheidung über diese Frage wurde der Anteil der weichen β-Strahlung, wenn alle andern strahlenden Produkte entfernt worden waren, im Verhältnis zur maximalen β-Strahlung (d. i. wenn das Radiumpräparat im Gleichgewicht mit seinen Zerfallsprodukten war) bestimmt.

Wir untersuchten einmal verschieden alte Radiumsalze direkt, andererseits wurden mit einer Radiumlösung verschiedene chemische Reaktionen ausgeführt. Von Radiumsalzen gelangte zur Verwendung 1. ein älteres Radiumbromid, das im Jahre 1904 von Giesel hergestellt worden war; 2. ein Präparat, das erst 4 bis 6 Wochen alt war; 3. ein ganz altes Präparat, das sicher noch von vor 1904 herstammte.

Geringe Mengen der reinen Radiumbromidlösung wurden auf Platinblech zur Trockene eingedampft und im Gebläse stark geglüht. Das Glühen wurde so lange fortgesetzt, bis bei weiterem Erhitzen keine Abnahme der β-Aktivität mehr eintrat. Dann wurde die Absorbierbarkeit der β-Strahlung bestimmt und das Präparat nach etwa einem Tage wieder gemessen. Von dem jetzt gefundenen Werte wurde die konstante weiche β-Strahlung abgezogen und der so korrigierte Wert auf den Gleichgewichtsbetrag umgerechnet. In den weiter unten angeführten Resultaten ist die weiche β-Strahlung in Prozenten der so berechneten Gleichgewichtsaktivität ausgedrückt. Um einen Vergleich zu haben, muß man bei dieser Berechnung voraussetzen, daß die Präparate überhaupt nicht, oder zumindest alle im gleichen Verhältnis emanieren.

Außer den verschieden alten Präparaten wurden 2 mg Radiumbromid verschiedenen chemischen Reaktionen unterworfen. Nach Zugabe von geringen Spuren von Kupfer wurde eine Schwefelwasserstoffällung ausgeführt, aus dem Filter mittelst Ammoniak eine äußerst geringe Eisenfällung hergestellt und dann

1) Meyer u. v. Schweidler, Wien. Ber. 115, IIa, 697—711.

das Radium als Karbonat niedergeschlagen. Das Filtrat des Karbonatniederschlags enthielt noch beträchtliche Mengen von Radium, die durch weiteren Zusatz von Barium ausgefällt wurden. Sowohl der Schwefelwasserstoffniederschlag, als der normale Radiumniederschlag, als auch der letztgenannte Barium-Radiumniederschlag wurden auf die weiche β-Strahlung untersucht.

Wir verfuhren so, daß wir die klar filtrierte Lösung 5 Stunden auf dem Wasserbad erhitzten, wodurch die Emanation sich nicht ansammeln kann und der aktive Niederschlag quantitativ zerfällt. Dann wurde zur Trockene eingedampft und die Absorbierbarkeit der Strahlung geprüft. Der Schwefelwasserstoffniederschlag enthielt neben etwas Radium beträchtliche Mengen von Radium E_2, doch konnte die dem Radium E_2 entsprechende β-Aktivität bequem von der weicheren neuen β-Strahlung abgezogen werden, indem man während der Minimumaktivität eine Absorptionskurve aufnahm und die nach wenigen Blättern übrig bleibende Radium-E_2-Strahlung auf die Schichtdicke Null extrapolierte.

Für alle diese Präparate ergab sich innerhalb geringer Abweichungen ein konstanter Wert für das Verhältnis zwischen der weichen β-Strahlung und der Strahlung für Radium im Gleichgewicht. Natürlich ist eine solche Konstanz nur denkbar, wenn man dünne Schichten der betreffenden Substanz untersucht, da ja sonst die weiche β-Strahlung in der Substanz selbst in viel stärkerem Maß absorbiert würde als die durchdringendere des aktiven Niederschlags. Außerdem gelingt es auch bei dicken Schichten niemals, trotz stärksten Glühens den aktiven Niederschlag quantitativ zu entfernen.

Wir geben im folgenden eine Reihe auf die oben beschriebene Weise gewonnener Zahlen wieder, die den Prozentsatz der weichen β-Strahlung zur maximalen β-Strahlung ausdrücken:

1,20	Proz.
1,29	„
1,29	„
1,27	„
1,19	„
1,18	„
Mittel 1,23	Proz.

Die Übereinstimmung dieser Zahlen ist in Anbetracht der Schwierigkeit, absolut vergleichbare Bedingungen zu erhalten, sehr gut und zeigt mit Deutlichkeit, daß das Verhältnis der weichen β-Strahlung zur durchdringenden des aktiven Niederschlags konstant ist.

Wir sind daher zu dem Schluß berechtigt, daß die neue β-Strahlung dem Radium selbst zuzuschreiben ist.

Es mag auffallend erscheinen, daß sich diese konstante β-Strahlung des eigentlichen Radiums so wenig an der gesamten β-Aktivität beteiligt. Doch ist in Betracht zu ziehen, daß in dem von uns benützten Meßinstrument der Boden mit 0,045 mm Aluminium bedeckt ist und daß die strahlende Substanz immer einige Zentimeter vom Boden des Gefäßes entfernt war. Hieraus ergibt sich, daß von vornherein nur etwa 10 Proz. der weichen β-Strahlung in das Meßgefäß gelangen konnten. Da außerdem das Elektroskop die durchdringenden β-Strahlen sicher viel besser ausnützt als die sehr weichen β-Strahlen des Radiums, so sind die gefundenen Werte für die Beteiligung der weichen β-Strahlung durchaus von der richtigen Größenordnung.

Fig. 1 gibt drei Absorptionskurven für die weiche β-Strahlung. Als Ordinaten sind wieder die Logarithmen der Aktivität, als Abszissen die Anzahl der Aluminiumfolien von 0,054 mm

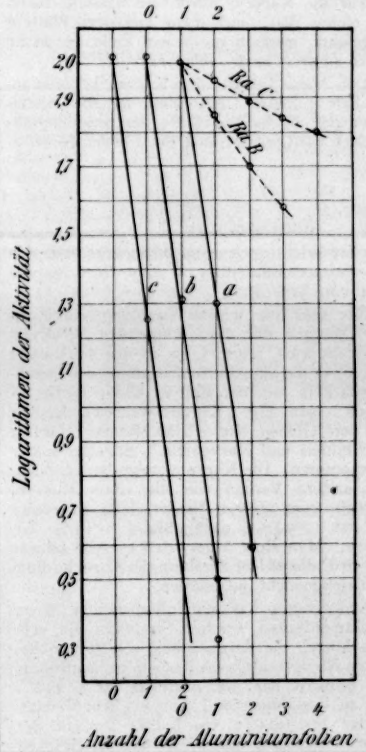

Fig. 1.

Dicke eingetragen. Die gestrichelten Kurven geben zum Vergleich den Verlauf der Absorption für Radium *B*, bzw. Radium *C*. Man sieht schon hieraus, daß die Strahlung des eigentlichen Radiums etwa 5 mal so weich ist wie die Radium-*B*-Strahlung und mindestens 20mal so weich ist wie die Radium-*C*-Strahlung.

Kurve a wurde mit einem starken Präparat aufgenommen, bei dem die Messung so schnell ausgeführt werden konnte, daß sich eine in Betracht kommende Menge aktiven Niederschlags während der Dauer der Messung nicht nachbildete. Die Absorption erfolgt deshalb nach einem Exponentialgesetz.

Für die Kurve b, für die ein schwächeres Präparat zur Verwendung gelangte, wurde die Messung mit zwei Blättern vor der mit einem Blatt ausgeführt, wodurch der Wert für ein Blatt schon etwas rechts von der Geraden liegt.

Für die Kurve c wurde die Messung zuerst mit einem Blatt und dann mit drei Blättern ausgeführt, weshalb in diesem Falle der letzte Punkt zu weit nach rechts fällt.

Der obere Teil der drei Kurven ist sehr angenähert parallel. Als Wert für die Aluminiumdicke, in der die Hälfte der Strahlung absorbiert wird, ergibt sich die Folienzahl:

0,42
0,42
0,39
Mittelwert 0,41

Dies entspricht 0,00222 cm Aluminium. Für den Absorptionskoeffizienten λ folgt hieraus der Wert von 312 cm^{-1}.

Wie sehr die weiche Strahlung durch geringe Mengen der durchdringenden Strahlung beeinflußt wird, zeigt Fig. 2, in der die Kurven a, b, c, d die allmähliche Zunahme der Durchdringbarkeit mit der Zeit in klarer Weise erkennen lassen. Fig. 2 Kurve a wurde unmittelbar nach dem Glühen, Kurve b 20 Minuten, Kurve c $1\frac{1}{4}$ Stunden und Kurve d $2\frac{1}{2}$ Stunden später aufgenommen. Die Kurve d zeigt bereits einen ganz andern Verlauf wie die ersten Kurven, obgleich vom aktiven Niederschlag zu dieser Zeit erst 1,85 Proz. nachgebildet worden sein können. Man sieht daher, daß es sehr schwer sein wird, die weiche Strahlung in einem Radium im Gleichgewicht aufzufinden.

Andererseits hat man aber auch in dieser charakteristischen weichen Strahlung ein sehr gutes Mittel, die Anwesenheit von Spuren des aktiven Niederschlags im Radium nachzuweisen. Man braucht nur die Aktivität für 0 und 1 Blatt zu bestimmen und kann aus dem Verhältnis der Intensitäten ein halbes Prozent des aktiven Niederschlags noch mit Leichtigkeit erkennen, während man früher eine derartige Bestimmung erst aus dem Verhältnis der Maximalaktivität zur Anfangsaktivität ableiten konnte.

Wir haben in einer jüngst erschienenen Arbeit über die Trennung von Radium *C* in mehrere Bestandteile [1]) berichtet und die Vermutung ausgesprochen, daß nicht nur komplexe β-Strahlen, sondern komplexe Strahlen überhaupt auf komplexe Substanzen schließen lassen. Darnach wäre zu folgern, daß alle radioaktiven

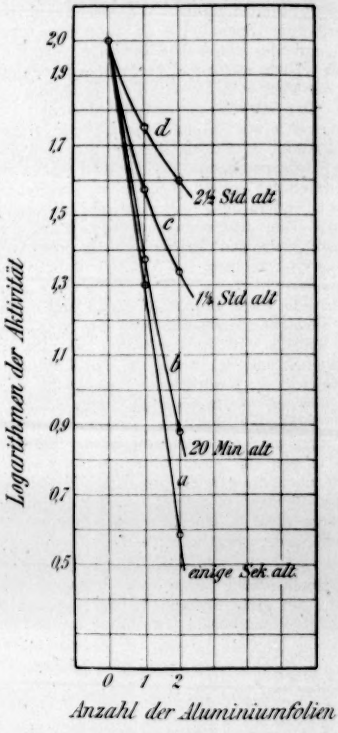

Fig. 2.

Zerfallsprodukte, die entweder mehrere Gruppen von β-Strahlen oder β- und α-Strahlen emittieren, nicht einheitlich sind. Die γ-Strahlung als Begleiterscheinung der β-Strahlung kommt hierbei natürlich nicht in Betracht.

Wir waren zu diesem Schluß gekommen, als es uns gelungen war, den aktiven Niederschlag von Thorium sowohl als von Aktinium

1) O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **10**, 697, 1909.

in lauter einheitliche Strahlen emittierende Substanzen zu zerlegen. Der kürzlich erbrachte Nachweis der komplexen Natur von Radium C verleiht dieser Annahme eine weitere Stütze. Da wir nun nachgewiesen haben, daß Radium außer den längst bekannten α-Strahlen eine typische β-Strahlung emittiert, so sind wir nach unserer Annahme gezwungen, auch das Radium als eine komplexe Substanz zu betrachten. Aus der Weichheit der β- sowohl als der α-Strahlung müßte man außerdem den Schluß ziehen, daß das hypothetische erste Zerfallsprodukt des Radiums, das dann als direkte Muttersubstanz der Emanation als Radium X zu bezeichnen wäre, keine sehr kurze Lebensdauer hat. Diese Schlüsse mögen natürlich etwas vage erscheinen, wenn man in Betracht zieht, daß sich trotz der großen Anzahl von Arbeiten, die über Radium ausgeführt worden sind, noch nie eine Andeutung für eine komplexe Natur dieses Elementes ergeben hat. Vielleicht läßt sich aber dieser Umstand daraus erklären, daß sich das hypothetische Zerfallsprodukt des Radiums in seinen chemischen Eigenschaften analog verhält, wie die direkte Muttersubstanz der übrigen Emanationen, also Thorium X und Aktinium X. Thorium X sowohl, als auch Aktinium X folgen den Reaktionen der Erdalkalimetalle, speziell denen des Bariums, wodurch man sie auch mit Leichtigkeit von Radiothorium und Radioaktinium trennen kann. Die aus den Erdalkalisubstanzen Thorium X und Aktinium X entstehenden gasförmigen Zerfallsprodukte gehören auch einer gleichen chemischen Gruppe an, nämlich der der Edelgase. Zur selben Gruppe gehört die Emanation des Radiums. Es ist daher vielleicht plausibel, wenn man auch der Muttersubstanz der Radiumemanation, dem hypothetischen Radium X, die Eigenschaften der Erdalkalimetalle zuschreibt. Nun hat aber Radium selbst auch die Eigenschaften der Erdalkalimetalle. Es ist daher verständlich, wenn es nicht gelingt, durch einfache chemische Reaktionen Radium vom hypothetischen Radium X abzutrennen.

Diese Überlegungen sind natürlich ziemlich spekulativer Natur, solange, abgesehen von der komplexen Strahlung des Radiums, keine weitere Veranlassung vorliegt, zwischen dem Radium und der Emanation noch eine neue Substanz, Radium X, anzunehmen. Einige Anzeigen sprechen aber dafür, daß unsere Vermutung nicht jeder sachlichen Begründung entbehrt.

Wir haben aus reinen, starken Radiumlösungen durch Adsorptionsniederschläge gewonnene Präparate in Untersuchung, die schwach aktiv sind und sich nicht in allen Beziehungen wie Radium verhalten. Sie enthalten einen deutlichen Überschuß einer weichen β-Strahlung, die nicht vom Radium E_2 herrühren kann und die, trotzdem die Präparate schon mehrere Wochen alt sind, durch die Nachbildung des aktiven Niederschlags nicht so überdeckt wird, wie es bei gewöhnlichen Radiumsalzen der Fall wäre. Mögl cherweise liegt hier ein Überschuß von Radium gegenüber seinem ersten Zerfallsprodukt vor, wobei dann dem Radium selbst die weiche β-Strahlung, dem hypothetischen Radium X die α-Strahlung zugeschrieben werden müßte. Andernfalls wäre es nicht möglich, daß die Strahlung längere Zeit hindurch zu weich bleibt. Ist diese Vermutung zutreffend, so muß die Zunahme der Aktivität länger andauern, als der Nachbildung der Emanation aus Radium entspricht, da ja außer der Emanation das hypothetische Radium X entstehen muß. Auch diese Erscheinung glauben wir an einigen Präparaten zu beobachten, doch sind diese Präparate so schwach, daß wir bindende Schlüsse hieraus vorläufig noch nicht ziehen möchten.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die β-Strahlen des Radiums rühren nicht, wie man bis jetzt angenommen hat, nur von Radium B, Radium C und Radium E_2 her, sondern Radium selbst emittiert eine typische β-Strahlung, die sich durch ihr Durchdringungsvermögen von den anderen β-Strahlungen mit absoluter Sicherheit unterscheiden läßt.

2. Die β-Strahlen werden in 0,00222 cm Aluminium zur Hälfte absorbiert, was einem Absorptionskoeffizienten $\lambda = 312$ cm^{-1} entspricht.

3. Auf Grund unserer Hypothese, daß komplexen Strahlen komplexe Substanzen entsprechen, muß man aus dem Vorhandensein dieser β-Strahlung auf eine komplexe Natur des Radiums schließen. Über die Versuche zur experimentellen Prüfung dieses Schlusses hoffen wir später berichten zu können.

Chemisches Institut der Universität Berlin.

(Eingegangen 25. September 1909.)

Absorption von Gasen durch die Anode in einem Glimmstrome.

Von V. L. Chrisler.

Die ersten quantitativen Messungen über die Absorption von Gasen unter der Einwirkung eines Glimmstromes scheint Mey[1]) ausgeführt zu haben. Er benutzte eine Natrium-Kalium-Legierung als Kathode, um Helium zu reinigen. Riecke[2]) ließ gleichfalls einen Strom mehrere Stunden lang durch eine Stickstoff-

1) K. Mey, Ann. d. Phys. (4), 11, 127, 1903.
2) E. Riecke, Ann. d. Phys. (4), 15, 1003, 1904.

atmosphäre gehen und maß die Abnahme des Gasdrucks. Keiner von diesen beiden Beobachtern fand irgendwelchen elektrolytischen Zusammenhang zwischen der Absorptionsgeschwindigkeit und der elektrischen Stromstärke. Dagegen fand Skinner[1]) später, daß die meisten frischen Metalle bei Verwendung als Kathode in einem Glimmstrome in Helium oder Argon ein paar Minuten lang Wasserstoff in dem durch das Faradaysche Gesetz für Elektrolyte geforderten Betrage abgaben, während der Gasdruck in Wasserstoff praktisch konstant blieb. Skinner erklärte das Fehlen einer Druckzunahme in Wasserstoff durch die Annahme, daß die Kathode in Wasserstoff Gas in demselben Betrage abgäbe wie in Helium, daß aber die Anode es eine Zeitlang ebenso schnell absorbierte. Aus Versuchen in einer Stickstoffatmosphäre schloß Skinner[2]), daß dieses Gas gleichfalls eine Zeitlang von der Anode in demselben Maße absorbiert würde wie Wasserstoff.

Der Gegenstand der vorliegenden Untersuchung war, durch direkten Versuch die Absorptionsgeschwindigkeit dieser Gase seitens der Anode zu erhalten. Der Plan, den ich dabei verfolgte, bestand in der Verwendung einer Kathode, die zuvor hinlänglich von ihrem Gasgehalt befreit worden war, so daß sie keinen merklichen Beitrag zu der Änderung des Druckes lieferte. Die Wirkung der Absorption an der Anode ließ sich dann direkt aus der Gasdruckabnahme in dem System gewinnen[3]).

Ich versuchte zunächst Silber als Anode und fand, daß es zwei bis vier Minuten lang Wasserstoff ungefähr mit der berechneten Schnelligkeit absorbierte. Danach versuchte ich die Alkalimetalle Natrium und Kalium sowie eine Natrium-Kalium-Legierung mit ausgesprochenem Erfolge in einer Wasserstoffatmosphäre, wie auch in einer Stickstoffatmosphäre. Versuche mit Quecksilber lieferten schließlich in Wasserstoff positive Ergebnisse, zeigten aber in Stickstoff keine Absorption. In ein paar vereinzelten Fällen von einer großen Anzahl von Versuchen wurde auch Helium von Anoden aus Natrium und aus Quecksilber in doppeltem Maße (auf das Volumen bezogen) absorbiert, wie Wasserstoff bei derselben Stromstärke. Bei den meisten Versuchen erhielt ich indessen praktisch keine Absorption von Helium.

Apparatur.

Eine Batterie kleiner Sammler diente zur Erzeugung des Glimmstromes, dessen Stärke durch einen Jodkadmiumwiderstand geregelt und an einem Weston-Milliamperemeter gemessen wurde. Die benutzten Gase waren Wasserstoff, Stickstoff und Helium. Der Wasserstoff wurde aus Aluminium in einer Kaliumhydratlösung gewonnen, sorgfältig mittels Phosphorpentoxyd getrocknet und in einer Flasche aufbewahrt, die zuvor hinlänglich lange ausgepumpt gestanden hatte, um von okkludierten Gasen befreit zu sein. Den Stickstoff gewann ich mittels Durchleitens von Luft durch Phosphordampf durch eine Waschflasche mit einer Kaliumhydratlösung und schließlich durch eine Röhre mit Phosphorpentoxyd. Nach dem Trocknen wurde er gleichfalls in einer von okkludierten Gasen befreiten Flasche aufbewahrt. Das Helium wurde in zugeschmolzenen Glasgefäßen von der Firma Thomas Tyrer & Co. in London bezogen. Es wurde aus diesen Gefäßen in ein anderes Gefäß übergeleitet, das durch einen Hahn mit dem System in Verbindung stand.

In dem Vakuumsystem waren sämtliche Schliffe und Hähne mit einer von Kohlenwasserstoffen freien Mischung geschmiert. Als Trockenmittel verwendete ich Phosphorpentoxyd. Das Auspumpen erfolgte mittels einer Quecksilberluftpumpe von Barr und Stroud. Der Druck wurde mittels eines Mac-Leod-Manometers gemessen, an dessen Skala ein Millimeter 0,01 mm Quecksilberdruck bedeutete. Der wahrscheinliche Fehler jeder Messung war nicht größer als 0,005 mm, obschon ein maximaler Fehler von 0,01 mm gemacht werden konnte.

Versuchsergebnisse.

Silber als Anode.

Die Gestalt der Röhre, die ich bei den Versuchen mit einer Silberanode in Wasserstoff benutzte, wird durch Fig. 1 wiedergegeben.

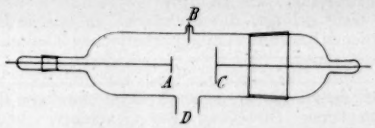

Fig. 1.

Die Röhre bestand aus Glas und enthielt die Hauptelektroden *A* (die Silberanode) und *C* (die Nickelkathode), sowie eine Hilfselektrode *B* aus Aluminiumdraht. Ich wählte Nickel für die Kathode, weil ich fand, daß dieses Metall als Kathode weniger Gas abgab als die übrigen. Die beiden Elektroden *A* und *C* konnten entfernt werden und wurden jedesmal, ehe sie für

1) C. A. Skinner, Phys. Rev. **21**, 1; diese Zeitschr. **6**, 610, 1905; Phil. Mag. (6), **12**, 481.
2) C. A. Skinner, Phys. Rev. **21**, 169.
3) Diesen Plan hatte in diesem Institut bereits Herr Kiesselbach versucht. Herr Kiesselbach benutzte mehrere der gewöhnlichen Metalle mit beschränktem Erfolge. Er fand, daß sie ein bis zwei Minuten lang Wasserstoff in dem Betrage absorbierten, wie es das Faradaysche Gesetz fordert.

einen Versuch montiert wurden, sorgfältig poliert. Nach diesen Vorbereitungen wurde die Röhre ausgepumpt und Helium bis zu etwa 2 mm *Hg*-Druck eingelassen. Dann wurde ein starker Glimmstrom gleichzeitig von *A* und von *C* als Kathoden nach *B* als Anode hindurch geschickt, bis die Gasdruckzunahme aufhörte. Dieser Reinigungsstrom wurde hinlänglich stark gemacht, um die äußere Oberfläche des Silbers wegzutreiben und somit eine frische Oberfläche zu hinterlassen, die keiner anderen als der Heliumatmosphäre ausgesetzt gewesen war. Der Erfolg aller Versuche beruhte auf dieser Behandlung.

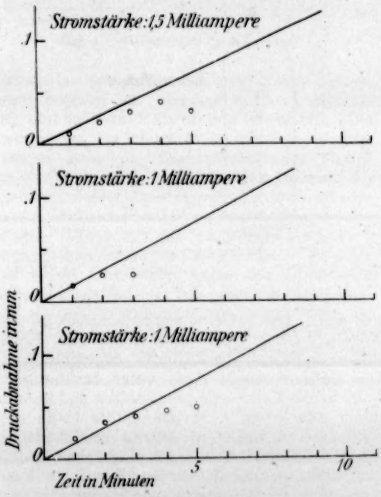

Fig. 2. Silberanode in Wasserstoff.

Nachdem die Elektroden auf diese Weise gereinigt worden waren, wurde das Gas rasch ausgepumpt und Wasserstoff eingelassen. Bei allen untersuchten Metallen zeigte sich eine Zeitlang nach dem Einlassen eine kleine allmähliche Abnahme im Druck dieses Gases, die von der Absorption seitens der reinen Elektrode und des an den Röhrenwandungen niedergeschlagenen Metalls herrührte[1]). Die Nickelkathode schien indessen nach den Versuchen nichts von diesem Gase zu absorbieren. Wenn der Druck konstant wurde, ließ ich den elektrischen Strom an, wobei das Nickel als Kathode und das Silber als Anode diente.

Die Änderung des Gasdruckes mit der Zeit unter der Einwirkung eines Stromes von ungefähr einem Milliampere ist in Fig. 2 für drei verschiedene Versuche aufgezeichnet. Daselbst stellt die gerade Linie die auf Grund des elektrochemischen Äquivalents des Wasserstoffs (104×10^{-7} g per Coulomb), seiner Dichte bei Zimmertemperatur und 76 cm Druck (83×10^{-6}) und des Volumens der Röhre (382 cm^3) berechnete Gasdruckabnahme dar. Es ist zu bemerken, daß während zweier Minuten nach dem Anlassen des Stromes die Druckabnahme dem berechneten Werte sehr nahe kam. Hieraus ist zu schließen, daß mit jedem absorbierten Wasserstoffatom eine negative Ladung von derselben Größe assoziiert ist wie die, welche das Atom in Lösungen mit sich führt. Es steht zu erwarten, daß, wenn die Metalloberfläche mit dem Gase gesättigt wird, die Absorption aufhören wird, oder daß, wie Skinner[1]) angedeutet hat, ungeladenes Gas das Metall ebenso schnell verlassen wird, wie das geladene Gas in das Metall eintritt. Bei Silber wurde diese Bedingung in kurzer Zeit erreicht, und die Absorption hörte plötzlich auf.

Natronglas als Anode.

Ich richtete demnächst die Untersuchung auf Natrium, in der Hoffnung, eine Absorption von längerer Dauer zu erhalten. Das Natrium wurde zuerst durch Elektrolyse des Glases nach dem Warburgschen Verfahren[2]) in die Röhre eingeführt. Die benutzte Röhre (siehe Fig. 3)

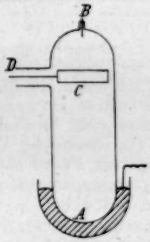

Fig. 3.

bestand aus Natronglas und war mit einer Nickelelektrode *C* versehen, die bei den Versuchen als Kathode diente, sowie mit einer Hilfselektrode *B*. Das Ende der Röhre tauchte in einen Becher mit Natriumamalgam, durch das hindurch die Röhre mittels eines Bunsenbrenners auf eine so hohe Temperatur erhitzt wurde, daß der Strom durch das Glas hindurch und von diesem als Anode durch das Gas zur Kathode geschickt werden konnte. Vor dem

1) Siehe W. Heald, Phys. Rev. **24**, 269.

1) a. a. O.
2) E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1, 1890.

Versuche wurde die Kathode dadurch von Gas befreit, daß ein Strom von B aus als Anode hindurchgesandt wurde. Um zunächst einen Niederschlag von Natrium auf der Innenseite der Röhre zu erhalten, sandte ich einige Zeitlang einen Glimmstrom durch das Glas und eine Heliumatmosphäre, ehe ich den Versuch über die Wasserstoffabsorption anstellte. Nachdem ich den gewünschten Niederschlag erzielt hatte, entfernte ich das Helium und ließ Wasserstoff ein. Die Ergebnisse der einzelnen Versuche stimmten sehr wenig untereinander überein, und da die Temperatur hoch genug war, um Natrium (durch Verdampfung) an den Innenwänden der Röhre und an den anderen Elektroden niederzuschlagen, so lag die Annahme nahe, daß die natürliche Absorption (oder Gasentbindung) seitens dieses Niederschlages die Wirkung der Absorption seitens der Anode verschleierte.

Natronglas als Kathode.

Im Zusammenhange mit den Versuchen mit dem leitenden Glase machte ich eine interessante Beobachtung. Wenn ich das Glas als Kathode in Helium benutzte, so nahm der Gasdruck etwa in gleichem Maße zu, wie sich auf Grund der Annahme berechnet, daß der Wasserstoff der Träger des von der Kathode kommenden Stromes wäre. Das Spektrum deutete indessen darauf hin, daß das aus dem Glase entbundene Gas Stickstoff war. Beobachtungsergebnisse, welche die Zunahme des Gasdrucks mit der Zeit veranschaulichen, sind in Tabelle I wiedergegeben. Diese Ergebnisse zeigen, gleich denen, die Skinner[1]) mit einer Kohlenelektrode erhalten hat, daß mit jedem die Glaskathode verlassenden Stickstoffatom ein negatives Elektron vereinigt ist. Das steht in Einklang mit der Tatsache, daß die chemische Wertigkeit des Stickstoffs in manchen Fällen eins ist. Kehrte

Tabelle I.

Glaskathode in Helium.

Dauer des Stromes in Minuten	Stromstärke 1 Milliampere, Volumen 277 cm³, Anfangsdruck 2,21 mm		Stromstärke 1 Milliampere, Volumen 304 cm³, Anfangsdruck 2,245 mm	
	Druckzunahme	Berechnete Druckzunahme	Druckzunahme	Berechnete Druckzunahme
1	0,02	0,0207	0,025	0,0189
2	0,04	0,041	0,045	0,038
3	0,06	0,062	0,065	0,057
4	0,07	0,083	0,075	0,076
5	0,08	0,104	0,085	0,096
6	—	—	0,09	0,113
7	—	—	0,095	0,132

1) J. A. Skinner, Phys. Rev. 21, 168.

ich die Stromrichtung um, so wurde das Gas, das entbunden worden war, wieder absorbiert (vermutlich von dem Glase), und in zwei Fällen wurde die gesamte Heliumatmosphäre mit ihm zusammen absorbiert.

Natriumanode in Wasserstoff.

Um die Absorption durch Natrium bei tieferen Temperaturen zu untersuchen, als es das elektrolytische Verfahren zur Einführung gestattete, brachte ich metallisches Natrium direkt in die Röhre, deren Gestalt aus Fig. 4 ersicht-

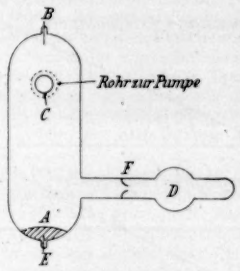

Fig. 4.

lich wird. Das Natrium wurde zunächst in die Kugel D gelegt, und dann wurde das Ende dieses seitlichen Ansatzrohres zugeschmolzen. Das Natrium wurde dann unter beständigem Betriebe der Luftpumpe geschmolzen und konnte durch das Ventil F in das untere Ende der Röhre, bei A, fließen, wo sodann die elektrische Verbindung durch einen bei E eingeschmolzenen Platindraht hergestellt wurde. Bevor ich Versuche über die Absorption von Wasserstoff anstellte, befreite ich das Natrium und das Nickel (C) wie früher von Gas, indem ich sie als Kathoden eines sehr starken Glimmstromes in Helium verwandte.

Fig. 5 gibt für Natrium als Anode und Nickel als Kathode die Druckabnahme einer Wasserstoffatmosphäre mit der Dauer des Stromes wieder. Da die Absorption viel länger dauerte als bei einer Silberanode, so nahm ich den Anfangsgasdruck zu Ende der ersten Minute an, um den Einfluß einer Temperaturänderung und die durch das Anlassen des Stromes verursachte übermäßige Absorption auszuschalten. Bei 0,5 Milliampere stimmte die Absorption ungefähr 10 Minuten lang mit dem berechneten Werte überein, hörte aber nach Ablauf von 12 Minuten vollständig auf. Bei 1,0 Milliampere folgte sie 15 Minuten lang dem berechneten Werte und dauerte noch nach 26 Minuten schwach an. Bei 1,5 Milliampere dauerte die

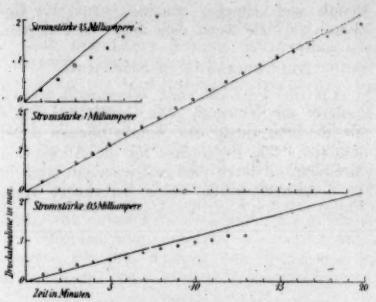

Fig. 5. Natriumanode in Wasserstoff.

Absorption nur 2 Minuten lang in dem berechneten Betrage an, obschon noch 15 Minuten lang eine langsame Absorption fortdauerte. Die kurze Dauer im letzten Falle schreibe ich einer weniger günstigen Beschaffenheit der Metalloberfläche zu. Ich bemerkte, daß während der Absorption die Oberfläche des Natriums schwarz wurde, ein Zeichen dafür, daß sich Natriumhydrid bildete. Wenn ich das Natrium als Kathode in einer Heliumatmosphäre verwandte, so fand ich, daß seine Oberfläche unter der Einwirkung eines starken Stromes fast ganz beseitigt wurde, und dieses Verschwinden wurde von einer Zunahme des Gasdrucks begleitet, die ein wenig größer war, als die zuvor absorbierte Wasserstoffmenge.

Kaliumanode in Wasserstoff.

Die Röhre, die ich bei den Versuchen mit Kalium benutzte, hatte dieselbe Gestalt, wie die bei den Versuchen mit Natrium verwandte; auch die Behandlung des Metalls war dieselbe. Die Ergebnisse von Versuchen, die unter ähnlichen Bedingungen angestellt wurden, sind in Fig. 6 wiedergegeben. Von diesen Versuchen lieferte der mit 0,5 Milliampere ausgeführte die besten Ergebnisse; bei diesem folgte die Absorption 22 Minuten lang dem berechneten Werte und hörte dann plötzlich auf. Bei

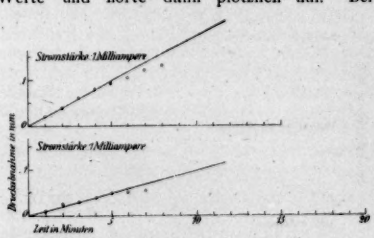

Fig. 6.

1,0 Milliampere dauerte die Absorption zwölf Minuten lang und lag ein wenig unterhalb des berechneten Wertes. Der Versuch mit 1,5 Milliampere ergab keine Absorption; das rührte unzweifelhaft von ungünstiger Beschaffenheit der Metalloberfläche her.

Natrium-Kaliumanode in Wasserstoff.

Eine Legierung von Natrium und Kalium im Atomverhältnis wurde in der gleichen Röhrenform untersucht und auf dieselbe Weise behandelt wie die beiden zuvor behandelten Metalle. Die Ergebnisse sind in Fig. 7 dar-

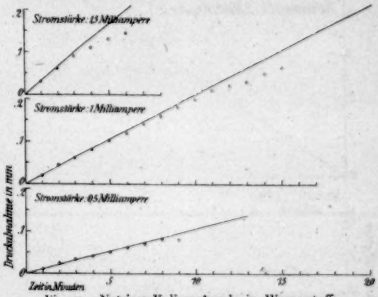

Fig. 7. Natrium-Kalium-Anode in Wasserstoff.

gestellt. Bei 0,5 Milliampere folgte die Absorption acht Minuten lang eng dem berechneten Werte und hörte dann plötzlich auf. Bei 1,0 Milliampere dauerte sie etwa elf Minuten, und zwar in etwas geringerem Maße als berechnet, während bei 1,5 Milliampere die Übereinstimmung mit dem berechneten Werte nur ungefähr drei Minuten lang anhielt.

Quecksilberanode in Wasserstoff.

Die Gestalt der benutzten Röhre und die Behandlung dieses Metalls waren dieselben wie bei den Versuchen mit den Alkalimetallen. Die Wasserstoffmenge, die das Quecksilber vor Erregung des Stromes absorbierte, erwies sich als viel größer als in irgendeinem anderen Falle. In Tabelle II ist eine Beobachtungsreihe wiedergegeben, welche die allmähliche Druckänderung des Wasserstoffs zeigt, nachdem dieser einfach in die Röhre eingelassen worden war.

Die Ergebnisse für die Absorption des Wasserstoffs durch Quecksilber als Anode sind in Fig. 8 wiedergegeben. Alle Versuche zeigen zunächst eine übermäßig hohe anfängliche Absorption, stimmen aber später mit der berechneten Geschwindigkeit überein. Bei 1,5 und 2,0 Milliampere findet sich Übereinstimmung zwischen den Punkten für zwei Minuten und für acht

Tabelle II.

Absorption von Wasserstoff durch Quecksilber ohne Strom. Volumen 290 cm³.

Zeit in Minuten	Gasdruck in mm	Druckabnahme in mm
0	2,41	0
1	2,4	0,01
2	2,39	0,02
3	2,38	0,03
4	2,38	0,03
5	2,365	0,045
6	2,37	0,04
7	2,365	0,045

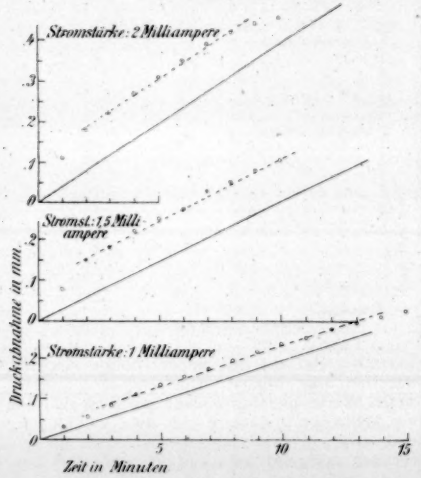

Fig. 8. Quecksilberanode in Wasserstoff.

und zehn Minuten, während sie bei 1,0 Milliampere zwischen den Punkten für drei und für 15 Minuten besteht. Die übermäßige anfängliche Absorption, die bei Quecksilber so ausgeprägt war, trat in geringem Maße auch bei den Alkalimetallen auf. Bei diesen erfolgte sie jedoch innerhalb der ersten Minute nach Erregung des Stromes, und ihr Einfluß wurde daher dadurch ausgeschaltet, daß die Beobachtungen erst nach Ablauf dieser Zeit begonnen wurden. Diese übermäßige Absorption während der ersten paar Minuten ist ein Zeichen dafür, daß das Metall in leitendem Zustande mehr ungeladenes Gas absorbiert als in nichtleitendem. Sie hängt vermutlich mit der von mir in einer früheren Arbeit[1]) beobachteten Tatsache zusammen, daß die photoelektrische Aktivität eines in eine Wasserstoffatmosphäre gebrachten Metalls viel schneller zunahm, wenn das Gas leitend war, als wenn dies nicht der Fall war.

1) V. L. Chrisler, Phys. Rev. **27**, 267.

Natriumanode in Stickstoff.

Auf die Versuche mit Wasserstoff folgten ähnliche mit Stickstoff. Die Gestalt der Röhre und die Behandlung des Metalls blieben dabei dieselben. Die Ergebnisse für die Absorption von Stickstoff durch eine Natriumanode sind in Fig. 9 wiedergegeben. Der berechnete Wert

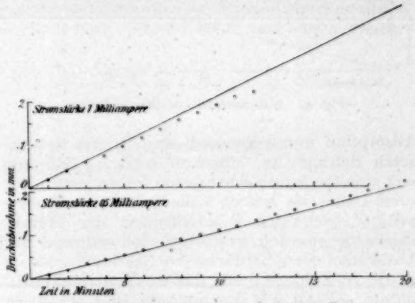

Fig. 9. Natriumanode in Stickstoff.

setzt voraus, daß jedes absorbierte Atom dieselbe Ladung trägt wie Wasserstoff. Die Absorption war nicht von so langer Dauer wie beim Wasserstoff. Bei 0,5 Milliampere stimmte sie während der ersten fünf Minuten mit dem berechneten Werte überein und hörte dann praktisch auf. Bei 1,0 Milliampere stimmte sie während der ersten vier Minuten mit dem berechneten Werte überein und hörte schließlich nach Ablauf von acht Minuten auf. Ein Versuch mit 1,5 Milliampere ergab keine Absorption, vermutlich wegen ungünstiger Oberflächenbeschaffenheit, oder vielleicht, weil die Stromdichte zu groß war.

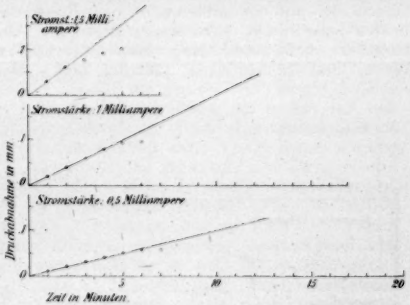

Fig. 10. Kaliumanode in Stickstoff.

Kaliumanode in Stickstoff.

Die Ergebnisse für die Absorption von Stickstoff seitens einer Kaliumanode werden durch Fig. 10 wiedergegeben. Die Dauer der Absorption war ungefähr die gleiche wie beim Natrium. Bei 0,5 Milliampere erhielt ich die besten Ergebnisse, denn in diesem Falle stimmte die Absorption fünf Minuten lang eng mit der berechneten überein und hörte nach Ablauf von sechs Minuten gänzlich auf. Bei 1,0 Milliampere folgte die Absorption dem berechneten Werte vier Minuten lang, während ich bei 1,5 Milliampere nur zwei Minuten lang Ergebnisse erhielt, die mit den berechneten übereinstimmten.

Natrium-Kaliumanode in Stickstoff.

Die Ergebnisse über die Absorption von Stickstoff durch diese Legierung sind aus Fig. 11

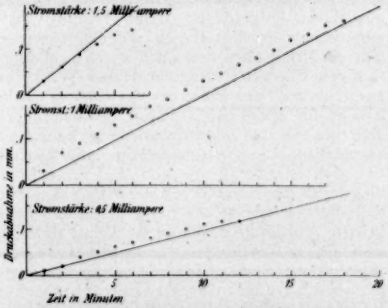

Fig. 11. Natrium-Kalium-Anode in Stickstoff.

ersichtlich. Die Absorption dauerte länger an als beim Natrium oder beim Kalium. Bei 1,0 Milliampere war die Absorption während der ersten zwei Minuten größer als berechnet, wahrscheinlich aus demselben Grunde, aus dem Quecksilber während der ersten zwei bis drei Minuten eine übermäßige Wasserstoffmenge absorbierte. Zwischen den Punkten für zwei und für 15 Minuten stimmte die Absorptionsgeschwindigkeit ganz eng mit der berechneten überein. Ein Strom von 0,5 Milliampere ergab eine Absorption, die während der ersten zehn Minuten recht gut mit dem berechneten Werte übereinstimmte, während sie bei 1,5 Milliampere drei Minuten lang übereinstimmte.

Anoden aus Glas, Natrium und Quecksilber in Helium.

Wenn ich Natrium durch Elektrolyse von Glas unter Verwendung einer Heliumatmosphäre niederschlug, so bemerkte ich, daß das Helium zuweilen absorbiert wurde. In mehreren Fällen handelte es sich nur um verhältnismäßig kleine Mengen, in zwei anderen Fällen aber wurde praktisch alles Helium absorbiert. Die höchste Absorptionsgeschwindigkeit wurde in diesen beiden Fällen wenige Minuten nach der Stromerregung erreicht und dauerte mehrere Minuten lang in angenäherter Übereinstimmung mit dem später mit Natrium- und Quecksilberanoden erhaltenen Werten an. Die mit diesen beiden Metallen gewonnenen Ergebnisse sind in Fig. 12 wiedergegeben. Bei dem Versuch mit Natrium war das benutzte Helium mehrere Monate lang in der Röhre aufbewahrt worden und daher möglicherweise verunreinigt. Das bei dem Ver-

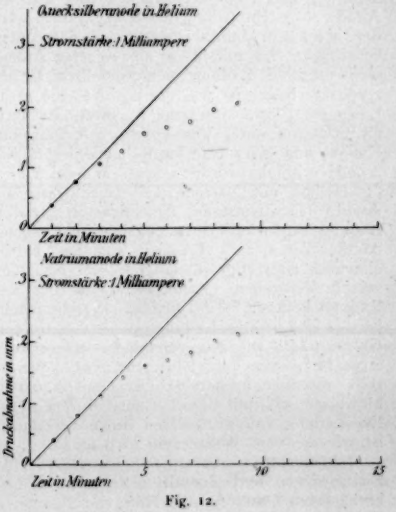

Fig. 12.

such mit Quecksilber verwendete Helium war dagegen frisch und erst wenige Tage vor dem Versuche aus der zugeschmolzenen Glasröhre übergeführt worden, in der es bezogen worden war. In beiden Fällen stimmen die Ergebnisse eng miteinander überein und zeigen eine gerade zweimal so große Druckabnahme als eintreten würde, wenn derselbe Strom durch eine Wasserstoffatmosphäre anstatt durch eine Heliumatmosphäre gegangen wäre. Der berechnete Wert wurde unter Zugrundelegung der Annahme gewonnen, daß Helium einatomig ist, und daß mit jedem absorbierten Atom dieselbe Ladung verbunden ist wie mit Wasserstoff und Stickstoff. Es findet sich eine enge Übereinstimmung während der ersten drei Minuten nach Einschalten des Stromes. Ich machte später meh-

rere Versuche, diese Ergebnisse wieder zu erhalten, jedoch ohne Erfolg, vermutlich deshalb, weil ich keine geeignete Oberflächenbeschaffenheit erhielt. Die Absorptionsgeschwindigkeit bei den erfolgreichen Versuchen wie bei denen, wo keine Absorption erreicht werden konnte, weist darauf hin, daß die Wirkungen nicht von der Gegenwart der gewöhnlichen Gase als Verunreinigungen des Heliums herrührten, denn wenn solche vorhanden waren, so erfolgte die Absorption stets in durchaus anderem Maße.

Fasse ich nun die Ergebnisse zusammen, so wird durch die vorstehenden Versuche der Nachweis dafür erbracht, daß Wasserstoff von Natrium, von Kalium, von einer Natrium-Kaliumlegierung und von Quecksilber, wenn diese als Anode in einem Glimmstrome verwendet werden, in solchem Maße absorbiert wird, daß daraus hervorgeht, daß mit jedem absorbierten Atome eine negative Ladung von derselben Größe vergesellschaftet ist wie die positive, die es in Lösungen trägt. Derselbe Nachweis ist auch für Stickstoff unter Verwendung von Natrium, Kalium und einer Natrium-Kaliumlegierung als Anode erbracht worden, sowie in zwei Fällen für Helium mit Natrium und Quecksilber als Anode. Der Umstand, daß Stickstoff dieselbe Ladung trägt wie Wasserstoff, steht im Einklang damit, daß der Stickstoff in manchen Fällen chemisch einwertig ist. Rutherford[1]) hat aus seinen Versuchen geschlossen, daß das aus Radium kommende α-Teilchen ein Heliumatom ist, das eine positive Ladung von der doppelten Größe trägt, wie das von einem Wasserstoffatom in Lösung mitgeführte, während andererseits die hier mitgeteilten Ergebnisse darauf hinweisen, daß mit dem Heliumatom eine negative Ladung von derselben Größe verbunden ist wie die vom Wasserstoff mitgeführte.

Ich möchte an dieser Stelle Herrn Dr. C. A. Skinner von der University of Nebraska meinen herzlichsten Dank für die Hilfe und Anregung ausdrücken, die er mir bei dieser Arbeit hat zuteil werden lassen.

1) E. Rutherford, Phil. Mag., Febr. 1909, S. 281.

The Brace Laboratory of Physics, University of Nebraska, Lincoln, im Juni 1909.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 26. August 1909.)

Zu den Beobachtungen des Herrn W. Wien über die positive Ladung der Kanalstrahlen.

Von J. Stark.

Herr W. Wien stellt auf Grund von Beobachtungen, welche er vor einiger Zeit[1]) und kürzlich[1]) mitgeteilt hat, mehr oder weniger bestimmt die Behauptung auf, daß die Linienspektra die neutralen Atome zu Trägern haben und bei der Wiederanlagerung negativer Elektronen an die positiven Restatome emittiert werden. Im Gegensatz zu dieser Behauptung steht die Folgerung, welche ich aus mehreren Beobachtungen[2]), insbesondere aus dem Auftreten des Dopplereffektes bei Kanalstrahlen gezogen habe, nämlich die Folgerung, daß die Träger der Linienspektra positiv geladene Atomionen sind; und bezüglich des Bandenspektrums[3]) habe ich die Hypothese aufgestellt und zu begründen versucht, daß sein Träger das neutrale Atom oder Molekül sei und daß es bei der Wiederanlagerung partiell oder total abgetrennter negativer Elektronen an die positiven Restatome emittiert werde. Die Bedeutung des Problems der Träger der Spektra verlangt, daß der Widerspruch zwischen den von Herrn Wien und mir gezogenen Folgerungen durch Prüfung ihrer experimentellen Unterlagen aufgeklärt werde. Um ein Urteil über den qualitativen und quantitativen Charakter der von Herrn W. Wien ausgeführten Versuche zu gewinnen, halte ich es für notwendig, selbst Beobachtungen über die von ihm beschriebenen Erscheinungen anzustellen. Die vorliegende Mitteilung beschäftigt sich mit der Frage, ob die Versuchsbedingungen des Herrn Wien derartig rein waren, daß die von ihm seinen Folgerungen zugrunde gelegte Annahme gesichert erscheint, daß die von einem Auffänger durch ein Galvanometer zur Erde fließende Strommenge identisch ist mit der Menge elektrischer Ladung, welche in der Zeiteinheit in Strahlenform durch die Auffängeröffnung eintritt. Ich komme zu der Folgerung, daß in den Beobachtungen des Herrn Wien Fehlerquellen jene hypothetische Identität nicht bloß quantitativ fälschen, sondern sogar das Vorzeichen des gesuchten Effektes umkehren konnten.

Herr Wien glaubt nämlich die Messung der von den Kanalstrahlen transportierten Elektrizitätsmenge in der Weise ausführen zu können, daß er die Kathode, an welcher die Kanalstrahlen erzeugt werden, erdet und hinter ihr in kleinerem oder größerem Abstand einen Auffänger aus Messing aufstellt, der über ein Galvanometer zur Erde abgeleitet ist. Er arbeitet also mit dem Stromkreis Erde—Kathode—Kanalstrahlenraum—Auffänger—Galvanometer—Erde. Die im Galvanometer auftretende Stromstärke identifiziert Herr Wien mit der Menge positiver Ladung, welche in Strahlenform die Öffnung des Auffängers erreicht. Aus zwei Gründen kann

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **27**, 1025, 1908.

1) W. Wien, Ber. d. Bayer. Ak. d. Wiss. 1909, 12. Abhdlg.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 525, 1904; **21**, 401, 1906.
3) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 525, 1904; diese Zeitschr. **7**, 355, 1906; **9**, 85, 1908.

diese Identifikation fehlerhaft sein. Erstens ist in den Beobachtungen des Herrn Wien der von den Kanalstrahlen durchlaufene Gasraum von der Glaswand begrenzt; die zwischen Auffängeröffnung und Kathode im Gasraum oder an der Glaswand zum Stillstand gebrachten positiven Strahlenladungen fließen darum nicht da, wo sie zum Stillstand gebracht werden, aus dem Stromkreis fort, sondern gelangen zu einem Teil nach der Kathode zurück, zum anderen nach dem Auffänger; der letztere Teil dürfte mit den Versuchsbedingungen (Gasdruck, Kathodenfall, Magnetfeld, Auffängerabstand) beträchtlich variieren. Zweitens ist zu beachten, daß der Gasraum in dem obigen Stromkreis durch die Kanalstrahlen ionisiert ist; ist also in dem Stromkreis eine Potentialdifferenz vorhanden (bereits ein Zehntel Volt genügt), so stellt sich in ihm infolge der Ionisierung ein Strom her und lagert sich über die Stromstärke der positiven Strahlen, welche in den Auffänger eintreten. Eine solche störende Potentialdifferenz kann herrühren von einer Voltadifferenz zwischen Auffänger und Kathode oder von Ladungen der Glaswände bei niedrigem Druck oder von verschieden schneller Fortbewegung[1]) (Diffusion, Sekundärstrahlung) der positiven und der negativen Ionen von den Ionisierungsorten.

Der Gesamtstrom J_g, welcher in der Versuchsanordnung des Herrn Wien vom Galvanometer angezeigt wird, setzt sich demnach im allgemeinen Fall zusammen aus dem Kanalstrahlenstrom J_k (Menge positiver Ladung, welche in der Zeiteinheit durch die Auffängeröffnung eintritt, ohne zum Teil wieder auszutreten) und aus dem Strom J_i infolge der Ionisierung im Kanalstrahlenraum. Ohne experimentelle Begründung vernachlässigt Herr Wien in der Gleichung $J_g = J_k + J_i$ den Wert von J_i neben J_k, bezieht die von den Kanalstrahlen bewirkte Lichtemission[2]) auf J_g und identifiziert die auf J_g beobachtete Einwirkung eines Magnetfeldes in der Diskussion ausschließlich mit der Einwirkung auf J_k.

Welchen Anteil die oben charakterisierten Fehlerquellen an den Beobachtungen des Herrn Wien über die Kanalstrahlen in Wasserstoff und Luft hatten, läßt sich ohne Kontrollversuche nicht beurteilen. Daß in seinen letzten Beobachtungen über die Kanalstrahlen im Quecksilberdampf die eine Fehlerquelle den gesuchten Effekt positiver Ladung der Quecksilberkanalstrahlen überwog, konnte ich durch nachstehende Versuche zum mindesten wahrscheinlich machen.

Um die Ladung und Lichtemission der Kanalstrahlen in Quecksilberdampf zu untersuchen, hat Herr Wien folgende Versuchsanordnung gewählt. Ein Nickeldrahtnetz dient als Kathode in einem 20 cm langen Entladungsraum, es sitzt auf dem einen Ende eines 36 cm langen Zylinders aus Eisenblech; auf dessen anderem Ende ist ein Diaphragma angebracht, auf dieses folgt der 40 cm lange Raum, in dem die Kanalstrahlen verlaufen sollen; am Ende dieses Raumes befindet sich ein Auffänger aus Messingblech. Der Entladungsraum ist umhüllt von einem Ofen, um den von der Entladung geforderten Quecksilberdampfdruck herzustellen; ein Teil des Glasrohres hinter der Kathode ist umgeben von schmelzendem Eis, um hier den aus dem Entladungsraum fortdestillierenden Dampf zu kondensieren. Herr Wien meint, durch diese Versuchsanordnung erreicht zu haben, daß die Quecksilberkanalstrahlen aus dem Entladungsraum heraus in ein sehr hohes Vakuum im Gebiete des Eisenblechzylinders und in den hinter diesem liegenden Beobachtungsraum übertreten. Diese Meinung dürfte aber irrtümlich sein. Ich beobachtete bei ähnlichen Versuchen, daß die äußere Glaswand eine niedrige Temperatur haben kann, während die innere Glaswand infolge der bei der Kondensation abgegebenen Wärme eine relativ hohe Temperatur hat, so daß der Dampfdruck über dem an ihr haftenden flüssigen Quecksilber beträchtlich ist. Dazu ist zu beachten, daß die im Entladungsraum und im Kühlraum herrschenden Dampfdrucke nicht statisch bestimmten Temperaturen entsprechen, sondern außer von der Temperaturdifferenz der zwei Räume von den für die Strömung zwischen den zwei Räumen maßgebenden Bedingungen abhängen. In der Versuchsanordnung des Herrn Wien waren die zwei Räume durch ein doppeltes Drahtnetz voneinander getrennt; wenn dessen Maschen nicht sehr eng waren (Herr Wien macht darüber keine Angaben), so war zwischen den zwei Räumen zweifellos eine Druckdifferenz vorhanden, sie kann aber nicht sehr groß gewesen sein. In dem Eisenblechzylinder hinter der Kathode dürfte also ein Dampfdruck des Quecksilbers von der

1) Welch merkwürdige Ladungserscheinungen infolge der Ionisierung im Kanalstrahlenraume auftreten können, lehrt eine Beobachtung von Füchtbauer (diese Zeitschrift 7, 749, 1906). Er stellte einen kreisförmigen Kanal mit metallischen Wänden so auf, daß vor der einen Öffnung das Kanalstrahlenbündel verlief, vor der anderen ein Auffänger stand, der zu einem Elektrometer führte; er beobachtete dann das Auftreten positiver Ladung am Auffänger, obwohl zu ihm nicht direkt Kanalstrahlen gelangen konnten; erregte er parallel zu den Kanalstrahlen, also normal zum Kanal ein Magnetfeld, so erhielt der Auffänger eine negative Ladung.

2) Die gesamte Lichtemission E eines von Kanalstrahlen durchlaufenen Gases setzt sich im allgemeinen Fall zusammen aus der Emission B im Bandenspektrum, aus der ruhenden Intensität L_r und der bewegten Intensität L_b im Linienspektrum. Zweifellos haben nun das Linien- und das Bandenspektrum verschiedene Träger, auch haben wohl die ruhende und die bewegte Intensität des Linienspektrums verschiedenen Ursprungs hinsichtlich der Erregungsart. Gleichwohl eignet Herr Wien die gesamte sichtbare Lichtemission ausschließlich den bewegten Teilchen als Träger zu und zwar in einer früheren Abhandlung positiven, neuerdings neutralen Teilchen.

gleichen Ordnung wie im Entladungsraum geherrscht haben. Die Folge dieses Umstandes mußte sein, daß infolge der durch die große Masse der Quecksilberteilchen bedingten beträchtlichen Absorption[1]) im Dampfraum nur wenige oder keine positiv geladenen Quecksilberkanalstrahlen den langen Weg bis zum Auffänger (bis zu 78 cm) zurücklegen konnten.

Durch die von ihm gewählte Versuchsanordnung dürfte demnach Herr Wien kaum erreicht haben, daß die Quecksilberkanalstrahlen in einem sehr hohen Vakuum verliefen; jedenfalls hat Herr Wien keinen Kontrollversuch über die Druckdifferenz zwischen Entladungsraum und Kanalstrahlenraum angestellt; die Angabe einer Temperaturdifferenz zwischen den zwei Räumen allein genügt nicht. Er erhielt zwar Leuchten und elektrische Ladung in dem Raum hinter der Kathode, in dem nach seiner Absicht die Kanalstrahlen verlaufen sollten; indes ist dieses Leuchten nach meinem Dafürhalten nicht der direkten Wirkung der Kanalstrahlen zuzuschreiben; vielmehr dürfte in diesem Leuchten ein anderes Phänomen vorgelegen haben. Wie bereits dargelegt wurde, bestand in seinen Versuchen eine, wenn auch kleine Differenz des Quecksilberdampfdruckes zwischen dem Entladungsraum, dem Raum im Eisenblechzylinder und dem hinter diesem liegenden Beobachtungsraum. Infolgedessen strömte aus dem Entladungsraum in die beiden anderen Räume Quecksilberdampf; dieser Dampfstrom riß aus dem Entladungsraum und aus dem unmittelbar hinter der Netzkathode liegenden Raum, in welchem in der Tat Kanalstrahlen verliefen, positive und negative Ionen sowie leuchtende Teilchen mit sich fort in den Beobachtungsraum und täuschte hier ein Kanalstrahlenphänomen vor. Einen solchen leuchtenden und ionisierten Quecksilberdampfstrahl erhält man auch, wenn an eine Quecksilberbogenlampe ein Kondensationsgefäß angeschmolzen ist, das nicht vom Strom durchflossen wird; über dieses Phänomen habe ich bereits an früherer Stelle[2]) Beobachtungen mitgeteilt. Insbesondere konnte ich zeigen, daß aus dem leuchtenden Quecksilberdampfstrahl, der aus dem Gebiet des Lichtbogens kommt, die Träger des Linienspektrums durch ein elektrisches Feld entfernt werden können, dagegen nicht die Träger des Bandenspektrums. Es ist begreiflich, daß Herr Wien an dem Quecksilberdampfstrom, der aus dem Glimmstrom, speziell dem Kanalstrahlengebiet kommend, in den Beobachtungsraum eintrat, keine Ablenkung des Leuchtens durch ein Magnetfeld konstatieren konnte. Daß er andererseits an dem Auffänger einen elektrischen Strom im Sinne des Abfließens negativer Ladung erhielt, erklärt sich wohl folgendermaßen. Erstens kann diese, wie Herr Wien selbst vermutet, von sekundären Kathodenstrahlen herrühren, welche bei der Absorption der Quecksilberkanalstrahlen im Zylinder erzeugt werden und infolge ihrer viel kleineren Absorption weiter als diese nach dem Beobachtungsraume zu vordringen können. Zweitens dürfte folgender Umstand im gleichen Sinne mitgewirkt haben. Der Auffänger lag in dem Stromkreis: Erde–Eisenblech–ionisierter Quecksilberdampfstrom–Messingauffänger–Galvanometer–Erde; zwischen dem Messingauffänger und dem Eisenblech wirkte eine Voltadifferenz von ungefähr 0,5 Volt in dem Sinne, daß in der Zelle: Messing—ionisierter Dampf—Eisen das Messing negativer Pol war. Wie demgemäß zu erwarten war, fand Herr Wien, daß das Galvanometer einen negativen zur Erde fließenden Strom anzeigte, statt der von ihm erwarteten positiven Ladung von Kanalstrahlen. Und als er einen dünnen offenen Messingzylinder in das Innere des Eisenhohlzylinders einführte, fand er „außerordentlich starke negative Ströme, welche zuweilen stärker sind als der ganze Entladungsstrom"; er erzielte nämlich damit einen kleineren Abstand und gleichzeitig eine viel stärkere Ionisierung zwischen der Eisen- und der Messingelektrode.

Zur Kontrolle der hier gegebenen Deutung der Beobachtungen des Herrn Wien stellte ich folgende Versuche an. Einer ebenen Metallelektrode von 3×5 cm² Fläche wurde eine zweite gleich große Platte im Abstand von 1,5 cm in Luft von atmosphärischem Druck gegenübergestellt, symmetrisch zwischen die zwei Platten wurde ein isoliertes Poloniumpräparat gehalten, also die Luft zwischen ihnen ionisiert. Diese Ionisierungszelle befand sich in folgendem Stromkreis: ionisierte Luft — Platte I — Kommutator — Galvanometer — Kommutator — Platte II — ionisierte Luft. Waren beide Platten aus dem gleichen Material (Eisen oder Messing), dann zeigte das Galvanometer keinen Strom an; war die eine aus Messing, die andere aus Eisen, dann zeigte das Galvanometer einen Strom von $5 \cdot 10^{-10}$ Amp. an; er ging vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing und stieg beim Einschalten eines Akkumulators von 2,1 Volt Spannung auf $15 \cdot 10^{-10}$ Amp.[1]).

Noch mehr Annäherung an die Wiensche Anordnung zeigt folgender Versuch. In einer gebogenen 2,4 cm weiten Röhre (Fig. 1) wurde

1) Daß Quecksilberkanalstrahlen sehr viel stärker absorbiert werden als Wasserstoffkanalstrahlen, daß sie unter Umständen dicht hinter der Kathode zum Stillstand kommen, konnte ich neuerdings experimentell feststellen. Hierüber soll an anderer Stelle berichtet werden.

2) J. Stark, Ann. d. Phys. 14, 506, 1904.

1) Die Erscheinung, daß Elektroden aus verschiedenem Material in ionisiertem Gas einen Strom liefern, ist bereits von zahlreichen Autoren beobachtet worden. Vgl. Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., S. 615.

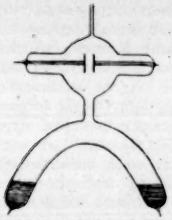

Fig. 1.

zwischen Quecksilberelektroden ein Lichtbogen hergestellt; durch ein 1,2 cm weites, 2,9 cm langes Rohr kommunizierte mit dem Lichtbogenraum ein kugelförmiges Gefäß von 5,5 cm Durchmesser, in dieses ragten an Stielen, die in Glasröhren staken, aus 2,2 cm weiten, 3,5 cm langen Ansatzröhren kreisförmige Metallelektroden von 2 cm Durchmesser; die eine war aus Messing, die andere aus Eisen; sie waren parallel einander gegenüber und symmetrisch über die Mündung des Kondensationsgefäßes in den Lichtbogenraum gestellt. Die zwei Elektroden im Kondensationsgefäß lagen in folgendem Stromkreis: Dampfraum—Eisenelektrode—Kommutator—Galvanometer—Kommutator—Messingelektrode—Dampfraum. Alle außerhalb des Dampfraumes liegenden Teile dieses Stromkreises waren vorzüglich isoliert; es wurde festgestellt, daß sich kein Teil des Lichtbogenstroms durch das Galvanometer abzweigte. Über die Stärke des Stromes in dem Stromkreis wurden folgende Beobachtungen gemacht. Unmittelbar nach dem Zünden des Lichtbogens, wenn also die Druckdifferenz zwischen Lichtbogenraum und Kondensationsgefäß noch klein war, war die Stromstärke im Galvanometer sehr klein, stieg aber nach kurzer Zeit rasch an und erreichte ein Maximum von $7 \cdot 10^{-5}$ Amp., wenn der in das Kondensationsgefäß tretende Quecksilberdampfstrahl eben zu leuchten anfing; bei weiterem Brennen der Lampe nahm sie wieder ab. Und zwar ging der Strom vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing; indes war dies nur so lange der Fall, als beide Elektroden sich nicht mit kondensierten Quecksilbertröpfchen bedeckt hatten. Als die Eisenelektrode ganz mit feinen Tröpfchen sich bedeckt hatte, während die Messingelektrode blank blieb, kehrte sich die Richtung des Stromes im Galvanometer um; als die Eisenelektrode wieder von dem kondensierten Quecksilber befreit wurde, kehrte sich wieder die Richtung des Stromes durch den ionisierten leuchtenden Quecksilberdampfstrahl um, ging also vom Eisen durch das Galvanometer zum Messing.

Durch das Vorstehende dürfte festgestellt sein, daß die Versuchsanordnung des Herrn Wien nicht rein war und keinesfalls eine beweiskräftige Unterlage für seine Behauptung ist, daß die Kanalstrahlen des Quecksilbers keine merkliche positive Ladung transportieren. Es läßt sich vielmehr durch eine sachgemäße Versuchsanordnung leicht zeigen, daß die Kanalstrahlen in Quecksilberdampf in der Tat eine positive Ladung transportieren. Die wichtigste hierfür zu erfüllende Bedingung ist, daß man mit Rücksicht auf die starke Absorption der Kanalstrahlen in Quecksilberdampf den Auffänger nicht zu entfernt hinter der Kathode aufstellt. Im speziellen wählte ich folgende Versuchsanordnung. In einer 3,3 cm weiten Glasröhre (Fig. 2) waren in einem Abstand von 10 cm

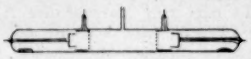

Fig. 2.

zwei den Querschnitt ausfüllende Netze aus Eisendraht von 0,5 mm Maschenweite einander gegenübergestellt, sie saßen auf 2 cm hohen Zylindern aus Eisenblech. Unmittelbar hinter diesen, in 2,3 cm Abstand von den Drahtnetzen, war je ein zylindrischer Auffänger von 2 cm Durchmesser und 1 cm Höhe aufgestellt, gehalten von 9 cm langen Stiften, die in eng anliegenden Glasröhren staken. Der eine Auffänger war aus Messing-, der andere aus Eisenblech gefertigt. Die Drahtnetze dienten als Elektroden eines Glimmstroms, der mit Hilfe einer Hochspannungsdynamo von 3300 Volt Spannung erzeugt wurde. Der eine oder der andere Auffänger gehörte folgendem Stromkreis an: Auffänger—Unterbrecher—Galvanometer—geerdete Glimmstromkathode — Kanalstrahlenraum—Auffänger. Die Röhre war vor dem Ansetzen an eine Gaedepumpe mit je einem großen Quecksilbertropfen hinter den zwei Auffängern beschickt worden; zu ihrer Anheizung diente eine von ihr durch Asbeststreifen isolierte Umwickelung aus Konstantandraht. Sie wurde so hoch durch die gut arbeitende Pumpe evakuiert, daß ohne Anheizung kein Glimmstrom durch sie gehen konnte; die Pumpe wurde indes auch während der Anheizung in Betrieb gehalten, um etwa freiwerdende Gase sofort wegzupumpen. Bei ziemlich starkem Anheizen erschien der Glimmstrom; seine Dunkelraumlänge, Stromstärke und sein Kathodenfall konnten durch die Stärke des Anheizens variiert werden. Kurz nach Unterbrechung des Heizstroms erlosch bei sinkendem Quecksilberdampfdruck die Stromstärke, außer Quecksilberdampf konnten darum andere Gase nur in sehr geringer Menge vorhanden gewesen sein. Die Ablesungen der

nachstehenden Tabelle wurden gemacht, wenn der Glimmstrom in konstanter Stärke durch die Röhre ging; immer war die Glimmstromkathode geerdet.

Kathodenfall	Stärke des Glimmstroms	Dunkelraumlänge	Stärke des positiven Stroms vom Auffänger zur Erde (Ampère)	
			Eisen-Auffänger	Messing-Auffänger
Volt	Ampere	cm		
1700	$20 \cdot 10^{-3}$	3	$39 \cdot 10^{-9}$	$38 \cdot 10^{-9}$
2000	17	3·4	44	15
2300	15	4	38	15
2800	5	4·5	7	—
3100	3	6,5	3	—

Aus den Zahlen der vorstehenden Tabelle geht erstens hervor, daß die Stromstärke, welche man an einem Auffänger für Kanalstrahlen beobachtet, mit dem Material des Auffängers variiert; zweitens folgt aus ihr, daß auch die Kanalstrahlen in Quecksilberdampf, wenn sie einen Auffänger erreichen, bewirken, daß aus diesem eine positive Ladung abfließt. Gemäß der vorstehenden Tabelle ist unter den gewählten Versuchsbedingungen das Verhältnis des positiven Stromes im Auffänger zu dem ihn erzeugenden Glimmstrom von der Ordnung 10^{-1}, während dies Verhältnis für Wasserstoffkanalstrahlen unter gleichen Bedingungen von der Ordnung 10^{-2} ist. Diese Differenz erklärt sich daraus, daß infolge ihrer viel größeren Masse die Absorption der Quecksilberkanalstrahlen im Gas bereits vor und unmittelbar hinter der Kathode viel größer ist als diejenige der Wasserstoffkanalstrahlen (vergl. oben).

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, September 1909.

(Eingegangen 28. September 1909.)

Die Methoden zur Eisenuntersuchung bei Wechselstrom und ein Apparat zur Darstellung dynamischer Hysteresiskurven.

Von H. Hausrath.

Zur Bestimmung des Magnetisierungsstroms bei Wechselstrom darf die statische Magnetisierungskurve nicht zugrunde gelegt werden, wenn der Einfluß der Wirbelströme und der wahrscheinliche Einfluß der Viskose[1]) nicht vernachlässigt werden soll. Für technische Zwecke genügt es hinreichend ist dagegen die Kenntnis der Amperewindungen des Wattstroms und des wattlosen Stroms, welche für vorgeschriebene sinusförmige Klemmenspannung von bestimmter Periodenzahl bei einer gegebenen Eisensorte aufgewendet werden müssen. Bragstad und Liska[1]) benutzen deshalb aus dynamometrischen Messungen gewonnene Kurven, welche die Amperewindungen als Funktion der Maximalinduktion angeben. Sie zeigten, daß aus diesen der von einem eisenhaltigen Objekt aufgenommene Strom auch bei zusammengesetztem magnetischen Kreis und sowohl für „Leerlauf" als auch für beliebige, induktionsfreie oder induktive Belastung einer Sekundärwicklung mit praktisch genügender Genauigkeit bestimmt werden kann.

In Fällen jedoch, wo die Induktion praktisch übliche Grenzen überschreitet und selbstverständlich in allen Fällen, wo es auf die Untersuchung des Magnetisierungsvorganges selbst ankommt, muß der zeitliche Zusammenhang zwischen Induktion und magnetisierendem Strom bezw. Feldstärke direkt experimentell bestimmt werden. Denn eine indirekte Bestimmung der $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve, sei sie wie bei Bragstad und Liska aus Strom-, Spannungs- und Leistungsmessungen, oder, wie bei M. Wien[2]), aus Messungen des effektiven Widerstandes oder nach anderen Integralmethoden[3]) vorgenommen, ist immer an Voraussetzungen geknüpft, die um so weniger zulässig sind, je mehr die Kurvenform durch Hysteresis und Wirbelströme deformiert wird.

Von diesen Beschränkungen frei, aber nur für die Untersuchung bestimmt geformter und mit weitem Luftspalt versehener Eisenproben anwendbar ist die von Corbino[4]) zuerst verwendete und von Madelung[5]) modifizierte Ångströmsche Methode, bei welcher die Braunsche Röhre zur Darstellung der Hysteresisschleife benutzt wird. Der Kathodenstrahl der im Luftspalt befindlichen Röhre wird hierbei in einer Richtung durch den magnetisierenden Strom und senkrecht zu dieser durch das zusätzliche Feld der Spule mit Eisenkern abgelenkt.

Die in dieser Anordnung von Madelung erhaltenen Kurven werden von ihm als $\mathfrak{M}, \mathfrak{H}$-Kurven bezeichnet. Da aber ein geschlitzter Eisenring verwendet wurde, ermöglichen sie natürlich keine Berechnung des Betrags der Magnetisierung $\mathfrak{M}$ und die als andere Koordinate dargestellte Feldstärke ist infolge der entmagnetisierenden Wirkung des Luftspalts von der Feldstärke im Eisenkörper verschieden.

Um bei dieser Anordnung die Induktion $\mathfrak{B}$ oder die Magnetisierung $\mathfrak{M}$ als Funktion der

1) Frommlich u. Rose, Wiss. Abh. d. ph. t. Reichsanstalt IV. Heft 2, 1905.

1) Bragstad u. Liska, ETZ. **29**, 731, 1908.

2) M. Wien, Wied. Ann. **44**, 689, 1891.

3) Eine Zusammenstellung der bisherigen Versuche, dynamische Hysteresiskurven bei verschiedenen Frequenzen zu bestimmen, siehe E. Madelung, Ann. d. Phys. **17**, 863, 1905; über Verwendung der Braunschen Röhre diese Zeitschr. **8**, 72, 1907.

4) O. M. Corbino, Atti Assoc. Electr. 1903; W. M. Varley, Diss. Straßburg 1903.

5) l. c.

Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Ferromagnetikum zu erhalten, müßte aus dem zusätzlichen äußeren Feld die Magnetisierung berechenbar und der Entmagnetisierungskoeffizient P bekannt sein. Dann ergibt sich nach der Beziehung

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_0 - P\mathfrak{M}$$

die Feldstärke $\mathfrak{H}$ aus der gemessenen Feldstärke $\mathfrak{H}_0$ und der berechneten Magnetisierung.

Nun ist aber die Berechnung der Magnetisierung aus dem Außenfeld nur für Rotationsellipsoide möglich und für solche allein ist auch der Entmagnetisierungsfaktor bekannt. Im Falle des geschlitzten Ringes ist er zwar experimentell bestimmt, zeigt sich aber im Zusammenhang mit der Streuung von der durchschnittlichen Magnetisierung abhängig [1]). Bei dynamischen Magnetisierungskurven, die von der statischen abweichen, käme noch die Frage dazu, ob der Entmagnetisierungsfaktor aus statischen Bestimmungen entnommen werden darf. Überdies dürfte es praktisch kaum möglich sein, die Eisenproben in der bei Wechselstromuntersuchungen nötigen Unterteilung mit genügender Annäherung in die Form eines Rotationsellipsoids zu bringen. — Diesen Einwänden sind alle Methoden ausgesetzt, welche geschlitzte Eisenkörper benötigen, so die von Kaufmann [2]) angegebene magnetometrische Methode, bei welcher die Momentanwerte durch den resultierenden Ausschlag einer an Stelle des Drehmagneten angeordneten, nur in bestimmter Stromphase an eine konstante Hilfsspannung angeschlossenen Drehspule gemessen werden.

Diese Schwierigkeiten fallen fort, wenn man die Eisenprobe in Form eines geschlossenen Eisenrings untersucht und die $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve aus Aufnahmen der Momentanwerte von Strom und Klemmenspannung berechnet. Sind p, i und $\mathfrak{B}$ die Momentanwerte der Klemmenspannung, Stromstärke und Induktion, r der Ohmsche Widerstand, w die Windungszahl der Magnetisierungsspule, Q der Eisenquerschnitt, so gilt

$$w Q \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = p - ir = f(t)$$

$$\mathfrak{B} = \frac{\int_{t_0}^{t} f(t)\,dt + C}{w Q} \qquad (1)$$

Das Integral ergibt sich durch Ausmessung des Flächeninhalts der aus der p- und i-Kurve zu konstruierenden Kurve von p-ir, die Konstante C ergibt sich aus der Überlegung, daß die Induktion für die Zeit t_0 und die Zeit $t_0 + \frac{\tau}{2}$ entgegengesetzt gleich sein muß, wenn ein gebräuchlicher Generator mit nur ungeraden Harmonischen verwendet wird.

Hieraus folgt

$$C = \frac{\int_{t_0}^{t_0+\frac{\tau}{2}} f(t)\,dt}{2}.$$

Auf ähnliche Weise hat schon Hopkinson [1]) dynamische Hysteresisschleifen konstruiert, wobei er die p- und i-Kurven mit der Joubertschen Scheibe aufnahm. Das Verfahren ist aber offenbar nicht zur Bestimmung der $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve von Eisenproben anwendbar, sondern kann ebenso dazu dienen, die Abhängigkeit der Induktion von den Amperewindungen in irgendeiner Wicklung von elektrischen Maschinen oder Apparaten bei beliebig gestaltetem magnetischen Kreis zu untersuchen. Es ist ohne weiteres auf dielektrische Untersuchungen übertragbar.

Ein Apparat, der auf dieser Grundlage die direkte Darstellung von Hysteresiskurven und dergleichen ermöglicht, dürfte deshalb nicht nur zu Demonstrationen, sondern auch zu verschiedenartigen Untersuchungen wertvoll sein.

Da bei annähernd geschlossenem Eisenkreis und technisch üblicher Maximalinduktion der Ohmsche Widerstand gegen den induktiven Spannungsabfall vernachlässigt werden kann, so läßt sich die dynamische Hysteresiskurve durch irgendein Instrument darstellen, dessen Index einerseits durch die Klemmenspannung, andererseits durch den magnetisierenden Strom in zueinander senkrechten Richtungen abgelenkt wird. Dies wollen D. K. Morris und J. K. Catterson-Smith durch eine Anordnung erreicht haben, die in einem Vortrag vor der Institution of electr. Eng. beschrieben wurde. Sie beruht darauf, daß die Schwingungsebene des Lichtzeigers auf dem Weg von der ersten zur zweiten Meßschleife eines Oszillographen durch einen zwischengeschalteten Prismenkörper, ähnlich wie bei dem bekannten Saladinschen Apparat [2]), senkrecht umgebrochen wird. Dabei wird der Lichtstrahl gleichzeitig an einem Hohlspiegel reflektiert, für den sich die beiden Spiegel wie Objekt und Bild verhalten. Hierdurch wird verhindert, daß der vom Oszillographenspiegel reflektierte Lichtstrahl über die Fläche des zweiten hinausschwingt. Da aber eine reine optische Abbildung beim Strahlengang durch den benötigten Glaskörper nicht zustande kommen kann, und auch die Einstellung bei der Kleinheit der Spiegel sehr subtil ist, kann ein starker Lichtverlust nicht vermieden werden. Dazu wird der Lichteffekt auf dem Schirm zweifellos verwaschen, da das ursprünglich parallele Lichtbündel infolge der Reflexion am

1) H. Lehmann, Wied. Ann. **48**, 406, 1893.
2) Kaufmann, Verh. phys. Ges. 1899, S. 42.

1) Hopkinson, Electrician **29**, 510, 1892.
2) Vgl. Preisliste 56 von Siemens & Halske, S. 24.

Hohlspiegel vom zweiten Oszillographenspiegel ab notwendig divergieren muß.

Um nun durch eine der beiden Meßschleifen ein Maß für die Induktion zu erhalten, wollen Morris und Catterson-Smith diese in einen zum untersuchten Objekt, einem Transformator, parallelen Stromkreis legen. Letzterer soll einen Transformator enthalten, „der dem ersten in allen Stücken möglichst ähnlich ist, aber keinen Eisenkern enthält“[1]). — Theoretisch ist dies selbstverständlich unhaltbar. Der Strom in der eisenfreien Spule würde nur dann der Induktion parallel sein, wenn der Ohmsche Widerstand in beiden Zweigen Null und die Spannung sinusförmig wäre. Tatsächlich hat auch die veröffentlichte Kurve mit einer Hysteresisschleife keine Ähnlichkeit.

Bei Betrachtung dieser vielfachen Versuche kommt man wohl zum Schluß, daß eine Darstellung einwandfreier Hysteresisschleifen nur unter der Beschränkung möglich ist, daß man entweder die Spannung oder die Stromstärke sinusförmig voraussetzt. Dann ist die andere von beiden, die nach Maßgabe der Hysteresiskurve deformiert ist, mittels Oszillographenschleife wiederzugeben. Die sinusförmige Schleife läßt sich einfach durch die synchronen Schwingungen eines Spiegels darstellen, auf welchen der vom Oszillographen reflektierte Lichtstrahl senkrecht zu dessen Schwingungsebene schwingend auffällt. Die Schwingungsphase kann durch elektrische und mechanische Mittel um 90 Grad gegen die Klemmenspannung verschoben und hiermit in Phase mit der Induktion einreguliert werden.

Praktisch kann die harmonische Schwingung wohl nur bei der Klemmenspannung erreicht werden. Denn um annähernd sinusförmigen Strom zu erhalten, müßte dem eisenhaltigen Untersuchungsobjekt eine eisenfreie Selbstinduktionsspule vorgeschaltet werden, deren Induktivität bei sehr kleinem Widerstand groß gegen die der Eisenspule wäre. Das ist aber nicht realisierbar. Annähernd sinusförmige Klemmenspannung wird dagegen leicht von marktgängigen Wechselstrommaschinen geliefert. Von den Ankernuten herrührende höhere Harmonische können durch geeignete Belastung unterdrückt werden.

Nehmen wir nun an, daß sinusförmige Spannung zur Verfügung steht, so wird bei verschwindend kleinem Ohmschen Widerstand eine um 90 Grad nacheilende Spiegelschwingung in Kombination mit den senkrecht dazu gerichteten Schwingungen einer Oszillographenschleife ohne weiteres die dynamische Hysteresiskurve ergeben. Ist der Ohmsche Widerstand nicht verschwindend klein, so kann aus der erhaltenen Kurve die Hysteresisschleife leicht konstruiert werden. Andernfalls mißt der Flächeninhalt der Kurve den gesamten Energieverbrauch im Untersuchungsobjekt.

Ist nämlich die Klemmenspannung

$$p = P \cdot \cos \omega t,$$

so wird nach obigem der Ausschlag des schwingenden Spiegels

$$\alpha = A \cdot \sin \omega t,$$

also ist

$$p = \frac{P}{A} \cdot \frac{d\alpha}{dt},$$

und da der Oszillographenausschlag $\beta = Ci$, ist die gesamte im Apparat verbrauchte Energie

$$\int p i dt = \frac{P}{AC} \int \beta d\alpha.$$

Der Wattverbrauch ergibt sich also durch Multiplikation der Periodenzahl mit dem Flächeninhalt der Schleife, wenn die Stromabszisse in Ampere geeicht und als Maßstab für die Ordinate $\frac{P}{A}$ Volt gesetzt wird. Um die für Hysteresis- und Wirbelstromverlust verbrauchte Leistung zu finden, ist hiervon $\mathfrak{J}^2 r$ abzuziehen.

Die Eichung des Oszillographenausschlags erfolgt dadurch, daß die Oszillographenschleife durch einen Rheostatenwiderstand an die sinusförmige Spannung angelegt und die effektive Stromstärke $\mathfrak{J}$ gemessen wird. Dann ist

$$C = \frac{\beta_{max}}{\mathfrak{J} \cdot \sqrt{2}}.$$

Im folgenden[1]) soll ein Instrumentarium beschrieben werden, das auf Grund dieser Überlegungen im Wernerwerk von Siemens & Halske, A.-G., nach Angabe des Verfassers ausgeführt und dort mit Erlaubnis und weitgehendster Unterstützung der Firma ausgearbeitet wurde. Es schien hierbei wünschenswert, die Anordnung so zu treffen, daß der auch für Demonstrationszwecke hervorragend geeignete Oszillographenapparat von Siemens & Halske ohne irgendwelche Abänderungen benutzt werden konnte.

Zu diesem Zwecke wurde einer der Einsätze des Elektromagneten, welche die Oszillographenschleifen enthalten, durch einen neuen Einsatz ersetzt, in dem statt der Schleife eine schmale

1) Nach Referat in der ETZ. **26**. 102. 1905.

1) Veranlassung zur Ausführung eines Apparates zur Darstellung von Hysteresiskurven gab ein Vorschlag von Professor Wehnelt (Verh. d. D. Ph. Ges. **11**, 109, 1909). Die von ihm angegebene Anordnung ist ein Gegenstück zu dem bekannten Köpselschen Apparat. Die den Strom darstellende Koordinate sollte dabei durch einen schwingenden Spiegel, die Induktion durch eine im Luftschlitz des Jochstücks angebrachte Oszillographenschleife dargestellt werden, die von Gleichstrom durchflossen wird. — Die prinzipiellen Einwände gegen eine solche Anordnung sind in obigem enthalten. Praktisch ergab sich die Schwierigkeit, daß das Feld im Luftspalt auch bei maximalem Hilfsstrom nicht ausreicht, um genügende Ausschläge bei technisch üblichen Induktionen und genügend kleiner Eigenfrequenz der Meßschleife zu erzielen.

Drehspule angebracht ist. Das System ist in Fig. 1 mit seiner Hülse dargestellt, mit der es genau wie der Schleifeneinsatz in einer zylindrischen Ausbohrung der Polansätze drehbar und mit diesen selbst nach vorn neigbar eingeschoben wird. Die mit einem Spiegel von 4 mm Breite und 12 mm Höhe bedeckte Spule ist an zwei Bronzebändern ausgespannt. Die Spannung dieser Bänder ist durch eine Spiralfeder mittels Rändelschraube von außen regulierbar. Die den Einsatz oben abschließende Kappe durchdringen außerdem zwei Stifte, durch welche mit feinem Schlitz über die Aufhängebänder verschiebbare Elfenbeinklammern während der Benutzung des Instruments verstellt werden können, um die Eigenschwingungsdauer des Systems in weiteren Grenzen zu verändern. Bei voller Erregung des Elektromagneten und

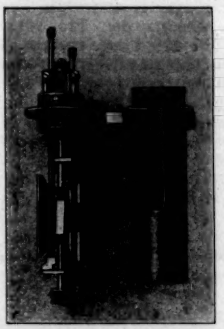

Fig. 1.

Herstellung von Resonanz auf 50 Perioden ergab sich die Schwingungsamplitude des Lichtzeigers zu 1 mm auf 1 Meter Abstand für eine Stromstärke von etwa 10^{-7} Amp. Der Spulenwiderstand betrug dabei nur 15 Ohm [1]).

Dieses Instrument kann natürlich auch außerhalb des Oszillographen als empfindliches und bequem zu handhabendes Vibrationsgalvanometer für niedere Periodenzahlen Verwendung finden. Der relativ große Spiegel desselben würde es ermöglichen, zur Ablesung ein Weinholdsches Okular zu benutzen. Wenn es mehr auf große Spannungsempfindlichkeit als auf Stromempfindlichkeit ankommt, kann der Elektromagnet auch vorteilhaft durch einen Stahlmagnet ersetzt werden. Das Instrument kann dann, in freier Hand an das Auge gehalten, beobachtet werden.

Für die vorliegende Verwendung dieses Schwingungsinstruments, also zur Darstellung der Induktion in Hysteresisschleifen, ist neben seiner Abstimmbarkeit die bequeme und wirksame Regulierbarkeit der Dämpfung von größter Wichtigkeit. Denn im Resonanzfall und bei kleiner Dämpfung würde ja die Schwingung des Systems um 90 Grad gegen den durchfließenden Strom phasenverschoben sein. Dies ist zwar gerade die geforderte Phasenverschiebung gegen die Klemmenspannung, jedoch kann dieser Umstand praktisch nicht ausgenutzt werden, weil die Schwingungsphase bei geringster Schwankung der Periodenzahl auf nahezu 0° bzw. 180° Phasenverschiebung umschlägt.

Wird dagegen das System um etwa 30 Proz. verstimmt und genügend kleiner Widerstand parallel geschaltet, so ist bei voller Erregung des Magnets zu erreichen, daß die Schwingung des Systems innerhalb der Beobachtungsgrenze der abgebildeten Kurven mit der Stromstärke phasengleich wird. Die Phase und Amplitude der Schwingung ist dann auch unempfindlich gegen Schwankungen der Frequenz. Völlige Phasengleichheit kann natürlich immer durch eine geeignete Selbstinduktion im Nebenschluß zum System erreicht werden. Wenn auch infolge der Verstimmung die Empfindlichkeit stark sinkt, war sie doch genügend, um auch bei den kleinsten Spannungen die geforderte Phasenverschiebung von 90 Grad durch Vorschaltung eines Glimmerkondensators von 1 Mikrofarad zu ermöglichen.

Die Anordnung und Schaltung ist in Fig. 2 schematisch wiedergegeben. Der gestrichelt bezeichnete Strahlengang ist bis zur Oszillographenschleife O derselbe, wie bei den üblichen Aufnahmen mit dem Oszillographen. Von da ab wird der reflektierte Lichtstrahl durch drei kleine Spiegel in die zur anfänglichen senkrechte Schwingungsebene umgebrochen. Diese sind auf einem zwischen den beiden Systemen für sich einstellbaren Träger befestigt. Der Lichtstrahl trifft seitlich vom ersten Spiegel

1) Wie mir erst später bekannt wurde, hat schon früher Campbell in Phil. Mag. **14**, 494, 1908, ein Drehspulresonanzinstrument beschrieben. Bei diesem wird die Abstimmung dadurch bewirkt, daß die Spule unten an einem Seidenfaden, oben an zwei parallelen Zuleitungsdrähten befestigt ist und letztere über einen verschiebbaren Steg gespannt sind. Über die Empfindlichkeit werden keine Angaben gemacht, doch ergibt eine an anderer Stelle ausgeführte Theorie des Drehspulgalvanometers (Hausrath, Die modernen Galvanometer, Leipzig 1909), daß die auf den Energieverbrauch bei gleichem Dämpfungszustand bezogene Empfindlichkeit von Feldstärke und Spulenform in praktischen Grenzen nur wenig abhängig ist. — Neuerdings empfiehlt Duddell (The Electrician 1909, S. 309, und engl. Pat. Nr. 1779, 1908) ein aus einzelnen Saiten, analog der Oszillographenschleife zusammengesetztes Vibrationsgalvanometer. Dieses kann aber selbstverständlich nur für höhere Frequenzen und in Kombination mit äußerst kleinen Spiegelchen in Frage kommen. Bei technischen Periodenzahlen und in Kombination mit einem Spiegel von der hier unbedingt erforderlichen Größe ist ein Drehspulsystem zu wählen, dessen Trägheitsmoment nicht überwiegend durch den Spiegel bedingt ist.

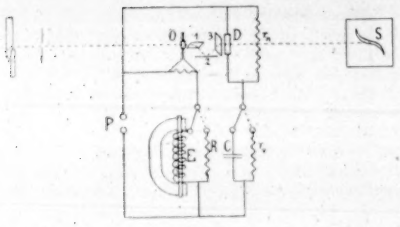

Fig. 2.

auf den Oszillographenspiegel, so daß der Nullstrahl von letzterem senkrecht zur Front des Apparats nach vorn auf den ersten Spiegel geworfen wird. Von diesem wird er in der Vertikalebene unter 45 Grad nach der Mitte unten auf den zweiten, horizontal liegenden Spiegel reflektiert und von diesem weiter unter 45 Grad nach oben auf den dritten, der Drehspule gegenüberliegenden Spiegel, der ihn horizontal auf den Spiegel der Drehspule reflektiert. Letzterer ist so gestellt, daß der austretende Strahl seitlich am dritten Spiegel vorbei auf den Schirm fällt. Es ist leicht einzusehen, daß auf diese Weise die horizontale Schwingungsrichtung beim Auftreffen auf die Drehspule in eine vertikale umgebrochen ist, so daß sie in der Längsrichtung des an dieser angebrachten schmalen Spiegels verläuft, wodurch auf dem Schirm die Schleife S entsteht.

An den Klemmen p liegt einerseits das Drehspulinstrument mit Nebenschluß r_n, das wahlweise durch den Glimmerkondensator C oder den induktionsfreien Widerstand r_v angeschlossen werden kann. Andererseits ist die Spannung über den Oszillographen mit Nebenschluß R_n wahlweise durch den Eisenuntersuchungsapparat E oder den induktionsfreien Widerstand R geschlossen. C hat mit r_v, E mit R annähernd gleichen scheinbaren Widerstand.

Bei Schaltung auf r_v und R wird kontrolliert, daß die Drehspule in Phase mit dem Strom schwingt. Dann müssen nämlich die Kurven für die Hin- und Rückschwingung zusammenfallen. Gleichzeitig gibt diese Kurve ein Maß für die Abweichung der Spannung von der Sinusform.

Die in dieser Weise aufgenommene Kurve *a* in Fig. 3 zeigt zum Beispiel, daß die Kurve der Maschine, die zu den Versuchen zur Verfügung stand, von der Sinusform stark abwich. Aus den im folgenden abgebildeten Schleifen sieht man, daß diese Abweichung für Demonstrationszwecke ohne Belang ist. Die durch die Änderung der Permeabilität bedingte Abweichung von der Geraden ist eben so viel größer, daß die durch die Oberwellen der Spannung verursachten dagegen verschwinden. Die richtige Schleife kann natürlich auf Grund der Kurve *a* (bei welcher nur zufällig die Stromrichtung verkehrt ist) leicht konstruiert werden.

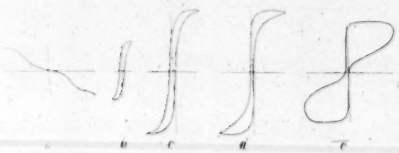

Fig. 3.

Die Aufnahmen wurden an einem von Herrn Schöne konstruierten Eisenuntersuchungsapparat gemacht, bei dem quadratische Bündel von streifenförmigen Probestücken durch eine eigenartige Klemmenvorrichtung in ein aus breiten Transformatorenblechen zusammengesetztes Schlußjoch eingeklemmt werden konnten. Der Gesamtquerschnitt der Probestücke betrug 0,25 cm^2, ihre freie Länge 12,5 cm. Die Magnetisierungsspule bestand aus 3500 Windungen von 25 Ohm Widerstand.

Die Kurven *b* bis *e* in Fig. 3 beziehen sich auf eine Weicheisenprobe, *f* bis *i* in Fig. 4 auf

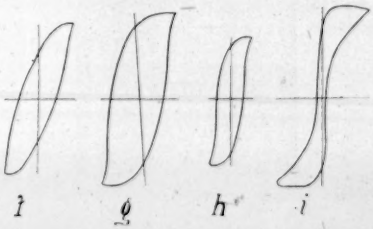

Fig. 4.

eine Stahlprobe. Sie wurden auf einer Mattscheibe mit Bleistift nachgezeichnet und auf Pauspapier übertragen. Die Koordinatenachsen sind durch alleiniges Einschalten von Oszillograph bezw. Drehspule erhalten. Ihre Länge diente zur Eichung in oben angegebener Weise. Infolge unvollkommener Einstellung der Spiegelanordnung stehen die Achsen nicht ganz senkrecht aufeinander.

Folgende Zahlen geben das Spannungsmaximum und das Strommaximum für die einzelnen Kurven: *b* 28, 0,033; *c* 37, 0,094; *d* 46, 0,326; *e* 73, 1,34; *f* 10,5, 0,066; *g* 28, 0,080; *h* 37, 0,113; *i* 64, 0,85.

Die Figuren weichen von der Hysteresiskurve in dem Maß ab, als der Joulesche Verlust in der Spulenwicklung mit zunehmender Sättigung neben den Eisenverlusten zum Vorschein kommt. Jedoch ist der Unterschied in

der Grenze der technisch üblichen Induktionen kaum bemerkbar. Er tritt bei den Weicheisenproben in erheblichem Maß erst bei der Schleife d auf.

Um die Differenz zu beurteilen, ist in Fig. 6 die auf Grund der eingangs angegebenen Beziehungen konstruierte $\mathfrak{B}, \mathfrak{H}$-Kurve dargestellt und gleichzeitig mit Kreuzen die Gestalt der ursprünglichen Kurve d eingezeichnet. Demnach kann also wenigstens für Demonstrationszwecke im allgemeinen die dargestellte Kurve als Hysteresiskurve angesprochen werden.

Für eigentliche experimentelle Untersuchungen bei niederen Frequenzen ist natürlich die oszillographische Aufnahme der Strom- und Spannungskurve als das einfachere Verfahren vorzuziehen. Bei höheren Frequenzen versagt diese jedoch schließlich und es müssen in unten angegebener Weise entsprechende Kurven mittels der Braunschen Röhre aufgenommen werden.

Um die Verwertung solcher Kurven näher zu erläutern, sei als Beispiel ausgeführt, wie die $\mathfrak{B}$-Kurve der Fig. 6 aus der Kurve d gewonnen wird.

Hierzu muß die abgebildete Kurve zunächst auf durchscheinendes Millimeterpapier so übertragen werden, daß die Abszissenlinie mit einer Horizontallinie zusammenfällt. Auf der (event. etwas geneigten) Ordinatenachse werden dann die Kosinus der Phasenwinkel in Stufen von 10 Grad aufgetragen. Aus um 180 Grad auseinanderliegenden Werten wird das Mittel der zugehörigen Abszissen, natürlich von der richtigen (schiefliegenden) Ordinatenachse aus genommen, und diese auf Grund der Abszisseneichung als i-Kurve in Fig. 5 aufgetragen. Die zugehörige Spannungskurve (p, Fig. 5) wurde

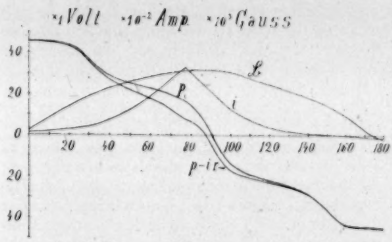

Fig. 5.

im vorliegenden Fall, wo sie von der Sinusform stark abwich, in gleicher Weise aus Kurve a entnommen. Die Kurve a dient auch zur Eichung, da diese bei mehrwelliger Form die Berechnung des Scheitelfaktors erfordert. Aus den zusammengehörigen Werten von p und i ist die Kurve p-ir konstruiert. Der Flächeninhalt dieser Kurve von Null Grad ab, ergibt dann $\int_0^t f(t)\,dt$, und nach Gleichung (2) auch C, wobei aber statt der Zeit noch die entsprechenden Phasenwinkel im Betrag von 0 bis 180 enthalten sind. Deshalb sind die gefundenen Beträge noch mit $^1/_{18000}$ (für die Frequenz von 100 Wechseln pro Sekunde) zu multiplizieren. Nach Gleichung (1) ergibt sich dann $\mathfrak{B}$ durch weitere Multiplikation mit $10^8/wQ$ in Gauß (Kurve $\mathfrak{B}$, Fig. 5).

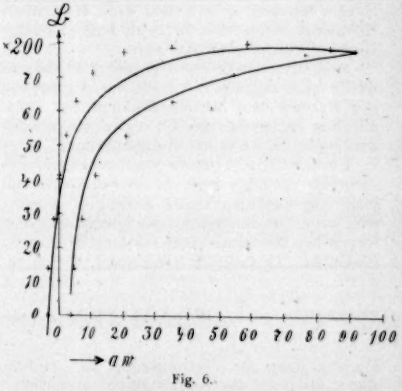

Fig. 6.

Die erhaltenen Induktionen sind in Fig. 6 nach elektrotechnischer Gepflogenheit mit den zugehörigen Werten der Amperewindungszahl pro Zentimeter Eisenlänge (aw) als Abszisse eingetragen. Diese Kurve ist also die richtige Hysteresiskurve. Die Gestalt der ursprünglichen Kurve d ist mit Kreuzen in solchem Maßstab eingezeichnet, daß die Umkehrpunkte zusammenfallen.

Wenn man das angegebene Verfahren auch zur Darstellung bei höheren Frequenzen ausführen will, kommt man, wie gesagt, an eine Grenze, wo die Empfindlichkeit eines Drehspulinstruments und schließlich auch einer Oszillographenschleife zur Darstellung der Spannung bzw. Induktion nicht ausreicht. Es bietet aber keine prinzipiellen Schwierigkeiten, das Verfahren dann mit Hilfe einer Braunschen Röhre anzuwenden. Voraussetzung ist nur, daß ein genügend kräftiger Erzeuger ungedämpfter Schwingungen vorhanden ist. Die direkte Darstellung der oben erhaltenen Schleifen ist in diesem Falle allerdings praktisch kaum ausführbar, da man hierbei schwerlich sinusförmige Spannung voraussetzen kann. Man muß deshalb die p- und i-Kurven einzeln aufnehmen, indem man die gemeinsame Abszisse durch einen eisenfreien Schwingungskreis erzeugt, der vom Gene-

rator parallel der Versuchsanordnung betrieben wird. Die den Kathodenstrahl ablenkende Spule, welche diesen sinusförmig schwingenden Abszissenzeiger erzeugt, bleibt für die Aufnahme der i- und p-Kurve an derselben Stelle, ebenso die senkrecht dazu gerichtete Spule, welche nacheinander, selbstverständlich aber ohne daß in der Anordnung selbst etwas geändert wird, die beiden letzteren Größen mißt. Denn auf diese Weise erhält man zeitlich zusammengehörige Werte, auch wenn die Felder der Spulen inhomogen sind, und kann in leicht ersichtlicher Weise eine für beide Kurven gültige Eichung vorgenommen werden.

Eine weitere Erörterung dieses Verfahrens dürfte sich erübrigen. Auch die Auswertung der Kurven und die Konstruktion der dynamischen Hysteresisschleifen aus denselben bedarf wohl keiner weiteren Erläuterung.

Einwandfreie Eisenuntersuchungen dürften natürlich vor allem nicht an einer in ein Schlußjoch eingespannten Probe ausgeführt werden, wie es an dem oben beschriebenen Apparat wegen der bequemen Auswechslung der Proben geschieht. In dem aus einzelnen Lamellen zusammengesetzten Joch treten Wirbelströme auf, welche die Kurvenform zweifellos bemerkbar deformieren. Deshalb wäre die Epsteinsche Anordnung oder noch besser eine ringförmige Probe zu verwenden.

Auch dann noch bleibt das schwierige Problem der Trennung von eigentlichem Hysteresisverlust und Wirbelstromverlust, wenn man nicht die Abhängigkeit beider von der Frequenz als durch die Steinmetzsche Formel gegeben annehmen will — was eine Vorwegnahme des Problems bedeutet [1]). Man könnte deshalb daran denken, die Trennung durch Untersuchungen an unterteilten Proben mit stufenweise verändertem Querschnitt vorzunehmen, und zwar in einer Form derselben, welche die Berechnung des Wirbelstromverlustes gestattet. Aber durch die Trennung ändern sich häufig die Konstanten einer Eisenprobe so sehr, daß der Einfluß der Wirbelströme dadurch überdeckt wird.

1) Das ist auch gegenüber den Versuchen von Lloyd in Bulletin of the Bureau of Standards, Washington, **4**, 477, 1908 und **5**, 381, 1909 zu beachten. — Vgl. auch die Modifikation der Steinmetzschen Formel bei Gumlich und Rose, l. c.

(Eingegangen 25. September 1909.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Bericht über die Versammlung der „British Association for the Advancement of Science" Winnipeg, den 25. Aug. bis 1. Sept. 1909.

Von W. Westphal und P. Pringsheim.

Die neuesten Fortschritte der Atomistik [1]).

Von E. Rutherford.

Meine Absicht ist, Ihnen heute einige Worte über den jetzigen Stand der atomistischen Theorie in der Physik zu sagen, und in Kürze die verschiedenen Methoden zu diskutieren, die ersonnen sind zur Messung gewisser fundamentaler, atomistischer Größen. Der jetzige Zeitpunkt erscheint mir hierfür sehr geeignet, denn der schnelle Fortschritt der Physik im letzten Jahrzehnt hat uns nicht nur einen viel klareren Begriff von der Beziehung zwischen Elektrizität und Materie und von der Konstitution des Atoms gegeben, sondern er hat uns experimentelles Rüstzeug in die Hand gegeben, von dem wir uns vor wenigen Jahren noch nichts träumen ließen. Zu einer Zeit, wo die Atmosphäre dem geistigen Auge des Physikers getrübt erscheint durch umherfliegende Bruchstücke von Atomen, dürfte es wohl am Platze sein, zu sehen, wie es mit den Atomen selbst steht, und sorgfältig die atomistische Grundlage zu untersuchen, auf der der gewaltige Bau der modernen Wissenschaft errichtet worden ist. Kein Physiker und Chemiker kann seine Augen vor der großen Rolle verschließen, die die atomistische Hypothese heutigentags in der Wissenschaft spielt. Der Gedanke, daß die Materie aus einer großen Zahl diskreter Teilchen besteht, bildet in der Tat die Grundlage für die Erklärung aller Eigenschaften der Materie.

1) Eröffnungsrede der mathematischen und physikalischen Sektion der British Association for the advancement of science, Winnipeg 1909.

Ich will nur mit äußerster Kürze die allmähliche Entwicklung der atomistischen Theorie diskutieren. Vom Gesichtspunkt der modernen Wissenschaft aus datiert die atomistische Theorie seit dem Werke Daltons um 1805, der sie aufstellte als eine Erklärung für das Gesetz der multiplen Proportionen. Die Einfachheit dieser Erklärung der chemischen Tatsachen führte zu schneller Annahme der atomistischen Theorie als einer sehr bequemen und wertvollen Arbeitshypothese. Durch die Untersuchungen der Chemiker erwies sich die Materie als zusammengesetzt aus einer Anzahl elementarer Substanzen, die durch die Mittel des Laboratoriums nicht weiter zerlegt werden konnten, und die relativen Gewichte der Atome wurden bestimmt.

Auf der physikalischen Seite erweiterte die mathematische Entwicklung der kinetischen oder dynamischen Gastheorie durch die Arbeiten von Clausius und Maxwell die Nützlichkeit dieser Anschauungsweise in ungeheurem Maße. Es

zeigte sich, daß die Eigenschaften von Gasen befriedigend erklärt werden konnten unter der Annahme, daß ein Gas aus einer Ansammlung sehr vieler winziger Partikeln oder Molekeln bestehe, die sich in dauernder Bewegung befinden, und unter sich und mit den sie umgebenden Gefäßwänden Zusammenstöße erleiden. Zwischen den Zusammenstößen bewegten sich die Moleküle geradlinig fort, und die freie Weglänge der Moleküle wurde als groß im Vergleich zu ihren eigenen linearen Dimensionen angenommen.

Nur bewundernd kann man den bemerkenswerten Erfolg dieser statistischen Theorie bei der Erklärung der allgemeinen Eigenschaften der Gase und selbst bei der Vorhersagung unerwarteter Beziehungen betrachten. Die Stärke und zugleich die Wirkungsgrenze der Theorie liegt in der Tatsache, daß sie keine bestimmte Annahme über die Natur der Moleküle selbst oder über die zwischen ihnen wirkenden Kräfte enthält. Das Molekül kann beispielsweise betrachtet werden als eine völlig elastische Kugel, oder als ein Kraftzentrum (Boscowitsch), wie es Lord Kelvin zu tun vorzog, und doch würde bei passenden Annahmen das Gas dieselben statistischen Eigenschaften zeigen. Wir sind folglich ohne spezielle Hilfshypothesen nicht imstande, Schlüsse zu ziehen, die Wert hätten in Hinsicht auf die Natur der Moleküle selbst.

Gegen Ende des letzten Jahrhunderts hatten die Ideen der atomistischen Theorie einen großen Teil des Gebietes der Physik und Chemie durchtränkt. Die Anschauung von den Atomen wurde mehr und mehr konkret. Das Atom, das zuerst nur in der Einbildung bestand, wurde mit Größe und Gestalt begabt, in vielen Fällen unbewußt auch mit Farbe. Die Einfachheit und Nutzlichkeit atomistischer Betrachtungsweise bei der Erklärung verschiedenartigster Phänomene der Physik und Chemie hatten die Wirkung, die Wichtigkeit der Theorie in den Augen des wissenschaftlich Arbeitenden zu steigern. Man neigte dazu, die atomistische Theorie als eine der festbegründeten Tatsachen in der Natur anzusehen, und nicht als eine nutzbringende Arbeitshypothese, für die es außerordentlich schwierig war, direkte und überzeugende Beweise zu erhalten. Es fehlte nicht an Physikern und Philosophen, die auf die unsicheren Grundlagen der Theorie hinwiesen, auf der doch soviel beruhte. Zugegeben, wie nützlich die molekularen Ideen für die Erklärung von experimentellen Tatsachen waren, welche Gewißheit hatte man, daß die Atome der Wirklichkeit angehörten, und nicht Gebilde der Phantasie waren? Man muß bekennen, daß dieser Mangel an unmittelbarer Gewißheit in keiner Weise der Festigkeit Abbruch tat, mit der die große Mehrzahl der Gelehrten an die atomistische Struktur der Materie glaubte. Es war indessen nicht unnatürlich, daß eine Reaktion eintreten mußte gegen die Vorherrschaft der atomistischen Theorie in Physik und Chemie. Eine Schule entstand, die mit der atomistischen Theorie als Grundlage der Physik und Chemie aufzuräumen wünschte und als Äquivalent das Gesetz der multiplen Proportionen an seine Stelle setzen wollte. Diese Bewegung fand eine Stütze in der Möglichkeit, viele chemische Tatsachen auf Grund der Thermodynamik zu erklären, ohne irgendeiner Hypothese über die besondere Struktur der Materie zu bedürfen. Jedermann wird die große Wichtigkeit solcher allgemeiner Erklärungsmethoden anerkennen, aber die Schwierigkeit liegt darin, daß nur wenige korrekt, wenn überhaupt, im Bilde der Thermodynamik denken können. Die Negierung der atomistischen Theorie hat uns noch niemals zu neuen Entdeckungen verholfen. Der große Vorzug der atomistischen Theorie ist, daß sie uns eine sozusagen faßbare und konkrete Vorstellung von der Materie gibt, die sowohl zur Erklärung einer großen Zahl von Tatsachen dient, als auch von ungeheurem Wert als Arbeitshypothese ist. Der großen Mehrzahl der wissenschaftlich arbeitenden Menschen genügt es nicht, eine Anzahl von Tatsachen unter allgemeinen, abstrakten Prinzipien zusammenzufassen. Was wir brauchen, ist eine konkrete Vorstellung, sei sie auch noch so roh, von dem Mechanismus des Phänomens. Dies mag vielleicht eine Schwäche des wissenschaftlichen Geistes sein, aber es ist eine, die unsere wohlwollende Beachtung verdient. Es stellt eine Art zu denken dar, die meines Erachtens einen starken Widerhall im angelsächsischen Temperament findet. Es hat seinen Grund in der Idee, daß die Tatsachen in der Natur im letzten Grunde aus allgemeinen dynamischen Prinzipien erklärt werden können, und daß daher der Typus eines Mechanismus gefunden werden kann, der imstande ist, den beobachteten Tatsachen Rechnung zu tragen.

Man hat allgemein geglaubt, daß nach der Natur der Dinge ein entscheidender Beweis für die atomistische Struktur der Materie unmöglich sei, und daß die atomistische Theorie notwendigerweise eine Hypothese bleiben müsse, die durch keine direkten Methoden beweisbar sei. Neue Untersuchungen haben uns jedoch solch neue und mächtige Mittel an die Hand gegeben, dies Problem anzugreifen, daß die Frage wohl berechtigt ist, ob wir jetzt entscheidendere Beweise für die Richtigkeit der Theorie haben.

Da die Moleküle unsichtbar sind, mochte es z. B. eine unerfüllbare Hoffnung erscheinen, ein Experiment zu ersinnen, um zu zeigen, daß die Moleküle einer Flüssigkeit in jenem

Zustand ständiger Bewegung sind, zu dessen Annahme uns die kinetische Theorie führt. In diesem Zusammenhange möchte ich Ihre Aufmerksamkeit für kurze Zeit auf ein sehr auffallendes Phänomen richten, die „Brownsche Molekularbewegung", die in den letzten Jahren sehr eingehend studiert worden ist. Ganz abgesehen von ihrer wahrscheinlichen Erklärung, ist die Erscheinung von ungewöhnlichem Interesse. Im Jahre 1827 beobachtete der englische Botaniker Brown mittels eines Mikroskopes, daß winzige Teilchen, wie Pflanzensporen, in eine Flüssigkeit gebracht, in einem Zustand dauernder unregelmäßiger Bewegung waren, indem sie in unregelmäßigem Tanze mit beträchtlicher Geschwindigkeit hin und her wanderten. Lange Zeit wurde diese „Brownsche Bewegung" ungleichmäßiger Temperaturverteilung in der Lösung zugeschrieben. Dies wurde durch eine Anzahl späterer Untersuchungen widerlegt, besonders durch Gouy, der zeigte, daß die Bewegung spontan und dauernd war, und bei sehr kleinen Partikeln jeglicher Art auftrat, wenn man sie in ein flüssiges Medium brachte. Die Geschwindigkeit nahm zu, je kleiner der Durchmesser der Partikeln war, und nahm zu mit steigender Temperatur, und war abhängig von der Viskosität der umgebenden Flüssigkeit. Seit der Erfindung des Ultramikroskops ist es möglich geworden, den Bewegungen mit größerer Sicherheit zu folgen und mit viel kleineren Partikeln zu experimentieren. Exner und Zsigmondy haben die mittlere Geschwindigkeit von Partikeln bekannten Durchmessers in verschiedenen Lösungen untersucht, während Svedberg eine geistreiche Methode ersonnen hat, die mittlere freie Weglänge und die mittlere Geschwindigkeit von Teilchen verschiedenen Durchmessers zu bestimmen. Ehrenhafts Experimente im Jahre 1907 zeigten, daß die Brownsche Bewegung nicht auf Flüssigkeiten beschränkt ist, sondern noch viel merklicher bei kleinen in Gasen schwebenden Teilchen auftritt. Mittels eines Lichtbogens zwischen Silberelektroden erzeugte er einen feinen Silberstaub in der Luft. Bei Beobachtung mittels des Ultramikroskops zeigten die schwebenden Teilchen die charakteristische Brownsche Bewegung mit dem Unterschied, daß die mittlere freie Weglänge für Teilchen gleicher Größe in Gasen viel größer ist, als in Flüssigkeiten.

Die Teilchen zeigen im allgemeinen eine Bewegung von dem Charakter, den die kinetische Theorie den Molekülen selbst zuschreibt, obgleich selbst die kleinsten beobachteten Teilchen eine Masse haben, die zweifellos sehr groß ist, verglichen mit der des Moleküls. Der Charakter der Brownschen Bewegung drängt dem Beobachter unwiderstehlich die Vorstellung auf, daß die Teilchen hin und her geworfen werden durch die Wirkung von Kräften, die ihren Sitz in der Lösung haben, und daß diese ihren Ursprung einzig in der unaufhörlichen Bewegung der unsichtbaren Moleküle haben, aus denen die Lösung besteht. Einstein und Smoluchowsky haben Erklärungen vorgeschlagen, die auf der kinetischen Theorie beruhen, und Experiment und Berechnung stehen in gutem Einklang. Eine weitere starke Bestätigung findet diese Ansicht durch die neuesten Experimente von Perrin (1909). Er stellte eine Emulsion von Gummigutt in Wasser her, die aus einer großen Zahl kugelförmiger Teilchen von annähernd gleicher Größe bestand, die die charakteristische Brownsche Bewegung zeigte. Die Teilchen senkten sich unter dem Einfluß der Schwere, und wenn Gleichgewicht erreicht war, wurde die Verteilung dieser Partikeln in Schichten verschiedener Höhe bestimmt durch Auszählung mit dem Mikroskop. Es ergab sich, daß die Zahl vom Boden des Gefäßes an nach einem Exponentialgesetz abnimmt, d. h. nach demselben Gesetz, nach dem der Druck der Atmosphäre von der Erdoberfläche an geringer wird. Nur war in diesem Falle, in Anbetracht der großen Masse der Teilchen, ihre Verteilung auf eine Schicht beschränkt, deren Dicke den Bruchteil eines Millimeters betrug. In einem Experiment sank beispielsweise die Zahl der Teilchen auf die Hälfte in einer Entfernung von 0,038 mm, während die entsprechende Entfernung von der Erdoberfläche 6000 m beträgt. Durch Messung von Durchmesser und Gewicht jedes Teilchens fand Perrin, daß innerhalb der Versuchsfehler das Gesetz der Verteilung in verschiedenen Höhen anzeigte, daß jedes kleine Teilchen dieselbe kinetische Energie hatte, wie die Moleküle der Lösung, in der sie schwebten; in der Tat, die suspendierten Teilchen benahmen sich in jeder Hinsicht wie Moleküle von sehr hohem Molekulargewicht. Dies ist ein sehr wichtiges Resultat, denn es zeigt, daß das Gesetz der Energieverteilung unter Molekülen verschiedener Masse, eine wichtige Folgerung aus der kinetischen Theorie, jedenfalls sehr annähernd sich bewährt für die Verteilung von Teilchen in einem Medium, wenn ihre Masse und Dimensionen außerordentlich groß sind, verglichen mit den Molekülen des Mediums. Was auch immer sich als die Erklärung des Phänomens ergeben möge, es ist kaum zu bezweifeln, daß es von der Bewegung der Moleküle der Lösung herrührt, und so ist es ein auffallender, wenn auch etwas indirekter Beweis für die allgemeine Richtigkeit der kinetischen Theorie der Materie.

Mit Hilfe der neuesten Untersuchungen auf dem Gebiet der Radioaktivität können wir die Frage von einer anderen Seite beleuchten, die neuartig und wesentlich direkter ist. Es ist all-

gemein bekannt, daß die α-Strahlen des Radiums sowohl durch elektrische wie durch magnetische Felder abgelenkt werden. Aus dieser Tatsache kann man schließen, daß die Strahlung korpuskularer Natur ist und aus einem Strom positiv geladener Teilchen besteht, die von dem Radium mit sehr hoher Geschwindigkeit fortgeschleudert werden. Durch Messung der Ablenkung der Strahlen beim Durchgang durch ein elektrisches und magnetisches Feld ist das Verhältnis $\frac{e}{m}$ der Ladung des Teilchens zu seiner Masse bestimmt worden, und der Betrag dieser Größe zeigt, daß das Teilchen die Dimensionen eines Atoms hat.

Rutherford und Geiger haben kürzlich eine direkte Methode entwickelt, um zu zeigen, daß diese Strahlung diskontinuierlich ist, und daß es durch eine besondere elektrische Methode gelingt, den Durchgang eines einzelnen α-Teilchens durch ein geeignetes Gefäß nachzuweisen. Der Eintritt des α-Teilchens durch eine kleine Öffnung machte sich bemerkbar durch eine plötzliche Bewegung der Nadel des Elektrometers, das als Meßinstrument diente. So war es möglich, durch direkte Zählung der einzelnen dem Elektrometer mitgeteilten Stöße die Zahl der α-Teilchen durch eine ganz eindeutige Methode zu bestimmen. Sir William Crookes hat gezeigt, daß, wenn man α-Strahlen auf einen Schirm von phosphoreszierendem Zinksulfid fallen läßt, eine Anzahl glänzender Szintillationen auftreten. Es scheint, als wenn der Aufprall jedes α-Teilchens einen sichtbaren Lichtblitz an der Stelle erzeugt, wo es den Schirm trifft. Unter Benutzung eines passenden Schirmes kann die Zahl der Szintillationen pro Sekunde auf einer gegebenen Fläche mittels eines Mikroskops gezählt werden. Es hat sich gezeigt, daß die auf diese Weise bestimmte Zahl der Szintillationen ebenso groß ist wie die Zahl der α-Teilchen, wenn sie mittels der elektrischen Methode gezählt werden. Dies beweist, daß der Aufprall jedes α-Teilchens auf das Zinksulfid eine sichtbare Szintillation hervorruft. Es gibt also zwei verschiedene Methoden, eine elektrische und eine optische, um die Aussendung eines einzelnen α-Teilchens vom Radium zu beobachten. Die nächste Frage, die zu betrachten ist, ist die nach der Natur des α-Teilchens selbst. Es gilt allgemein als gewiß, daß das α-Teilchen ein elektrisch geladenes Heliumatom ist, und diese Ansicht wurde in entscheidender Weise durch Rutherford und Royds bestätigt, indem sie zeigten, daß Helium in einem evakuierten Raum auftrat, in welchen α-Teilchen hineingeschleudert wurden. Das vom Radium produzierte Helium rührt her von den angesammelten α-Teilchen, die so unaufhörlich von ihm fortgeschleudert werden. Wenn der Betrag der Heliumerzeugung von Radium gemessen wird, haben wir so ein Mittel, direkt zu bestimmen, wie viele α-Teilchen erforderlich sind, um ein gegebenes Gasvolumen zu bilden. Dieser Betrag ist kürzlich genau von Sir James Dewar gemessen worden. Er hat mir mitgeteilt, daß seine letzten Messungen ergaben, daß ein Gramm Radium im radioaktiven Gleichgewicht 0,46 cmm Helium pro Tag erzeugt oder $5{,}32 \cdot 10^{-6}$ cmm pro Sekunde. Nun ist aus den direkten Zählungsversuchen bekannt, daß $13{,}6 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen von einem Gramm Radium im Gleichgewichtszustand ausgesandt werden. Folglich sind $2{,}56 \cdot 10^{19}$ α-Teilchen erforderlich, um einen Kubikzentimeter Helium von Atmosphärendruck zu bilden.

Andererseits ist es bekannt, daß alle α-Teilchen von jeder beliebigen Herkunft in bezug auf Masse und Konstitution identisch sind. Daher ist die Annahme nicht unbegründet, daß das α-Teilchen, welches in seinem Fluge als gesondertes Individuum besteht, ebenfalls als solches bestehen kann, wenn die α-Teilchen zu einem meßbaren Volumen von Heliumgas vereinigt sind, oder, mit anderen Worten, daß das α-Teilchen beim Verlust seiner Ladung zur Fundamentaleinheit oder zum Atom des Heliums wird. Im Falle eines einatomigen Gases, wie Helium, wo man die Atome und Moleküle als identisch ansieht, entsteht keine Schwierigkeit in den Schlußfolgerungen aus der möglichen Vereinigung zweier oder mehrerer Atome zur Bildung eines komplexen Moleküls.

Wir schließen also aus diesen Experimenten, daß ein Kubikzentimeter Helium bei Atmosphärendruck und 273^0 abs. $2{,}56 \cdot 10^{19}$ Atome enthält. Da man die Dichte des Heliums kennt, so folgt sofort, daß jedes Heliumatom die Masse $6{,}8 \cdot 10^{-24}$ g hat, und daß der mittlere gegenseitige Abstand der Moleküle bei den eben genannten Bedingungen $3{,}4 \cdot 10^{-7}$ cm ist.

Das obige Resultat kann auf andere Weise bestätigt werden. Es ist bekannt, daß der Wert von $\frac{e}{m}$ für das α-Teilchen $5{,}070 \cdot 10^3$ elektromagnetische Einheiten ist. Die von jedem α-Teilchen mitgeführte positive Ladung ist durch Messung der von einer gezählten Menge von α-Teilchen mitgeführten Gesamtladung abgeleitet worden. Ihr Wert ist $3{,}1 \cdot 10^{-20}$ elektromagnetische Einheiten. Setzt man diese Zahl in den Wert von $\frac{e}{m}$ ein, so sieht man, daß die Masse des α-Teilchens gleich $6{,}1 \cdot 10^{-24}$ g ist, ein Wert, der in guter Übereinstimmung mit der vorhin gegebenen Zahl ist.

Ich glaube, daß mein Urteil nicht durch die

Tatsache beeinflußt, daß ich einigen Anteil an diesen Untersuchungen gehabt habe; aber die Experimente, als Ganzes betrachtet, scheinen mir einen fast direkten und überzeugenden Beweis für die atomistische Theorie der Materie zu liefern.

Durch direkte Zählung ist die Zahl der identischen Individuen gemessen worden, die erforderlich sind, ein bekanntes Volumen Gas zu bilden. Dürfen wir jetzt den Schluß ziehen, daß diese Zahl die tatsächliche Anzahl der Atome in dem Gas darstellt?

Wir haben gesehen, daß es unter speziellen Bedingungen möglich ist, mit Leichtigkeit mittels einer elektrischen Methode die Emission eines einzelnen α-Teilchens, d. h. eines einzelnen geladenen Atoms von Materie, zu beobachten. Dies ist möglich infolge der großen Geschwindigkeit und Energie der ausgesandten α-Teilchen, die ihm die Kraft verleihen, das Gas, durch das sie hindurchgehen, zu dissoziieren und zu ionisieren. Es ist augenscheinlich nur dann möglich, die Anwesenheit eines einzelnen Atoms zu beobachten, wenn es mit einer oder mehreren besonderen Eigenschaften begabt ist, welche es von dem Gas unterscheiden, von dem es umgeben ist. Es gibt z. B. eine sehr wichtige und auffallende Methode, um durch den Augenschein die gewöhnlichen Moleküle des Gases und die in ihm durch verschiedene Agenzien erzeugten Ionen zu unterscheiden. C. T. R. Wilson zeigte im Jahre 1897, daß unter gewissen Bedingungen jedes geladene Ion ein Kondensationszentrum für Wasserdampf wurde, so daß die Anwesenheit jedes Ions dem Auge sichtbar gemacht wurde. Sir Joseph Thomson, H. A. Wilson u. a. haben diese Methode benutzt, um die Zahl der vorhandenen Ionen zu zählen und die Größe der von jedem mitgeführten elektrischen Ladung zu bestimmen.

Ich werde jetzt einige Beispiele geben, um die älteren Methoden zur Schätzung der Masse und Dimensionen der Moleküle zu beleuchten. Sobald der Gedanke der diskreten Struktur der Materie festen Fuß gefaßt hatte, wurden natürlich Versuche gemacht, den Grad der Grobkörnigkeit der Materie zu schätzen, und einen Begriff von den Dimensionen der Moleküle zu bilden, unter der Voraussetzung, daß sie räumliche Ausdehnung besitzen. Lord Rayleigh hat darauf aufmerksam gemacht, daß die älteste Schätzung dieser Art im Jahre 1805 von Thomas Young gemacht wurde auf Grund von Betrachtungen aus der Kapillaritätstheorie. Der Raum erlaubt mir nicht, die große Verschiedenheit der Methoden in Betracht zu ziehen, die späterhin verwandt worden sind, um eine Idee von der Dicke einer Lamelle der Materie zu bilden, in der eine molekulare Struktur erkennbar ist. Diese Phase des Gegenstandes zog Lord Kelvin besonders an, der eine Anzahl wichtiger Methoden entwickelte, um die wahrscheinlichen Dimensionen molekularer Struktur zu schätzen.

Die Entwicklung der kinetischen Gastheorie auf mathematischer Basis gab sofort den Anstoß zu Methoden, die Zahl der Moleküle im Kubikzentimeter irgendeines Gases bei Normaldruck und Temperatur zu schätzen. Diese Zahl, die wir fortab mit N bezeichnen wollen, ist eine fundamentale Gaskonstante; denn gemäß der Avogadroschen Regel und ebenfalls nach der kinetischen Gastheorie haben alle Gase bei Normaldruck und Temperatur die gleiche Anzahl Moleküle im Kubikzentimeter. Kennt man N, so kann man angenäherte Schätzungen über den Moleküldurchmesser machen; doch bei unserer Unwissenheit in bezug auf die Konstitution des Moleküls, ist die Bedeutung dieses Ausdruckes etwas unbestimmt. Im allgemeinen nimmt man an, daß er sich auf den Radius der Wirkungssphäre der das Molekül umgebenden Kräfte bezieht. Dieser Durchmesser braucht nicht für die Moleküle aller Gase der gleiche zu sein, so daß man besser den Betrag der fundamentalen Konstanten N in Betracht zieht. Die frühesten auf der kinetischen Gastheorie beruhenden Schätzungen wurden von Loschmidt, Johnstone Stoney und Maxwell gemacht. Aus den damals zu seiner Verfügung stehenden Daten fand letzterer $N = 1{,}9 \cdot 10^{19}$. Meyer diskutiert in seiner „Kinetischen Gastheorie" die verschiedenen Methoden zur Schätzung der Moleküldimensionen auf Grund dieser Theorie und schließt, daß der wahrscheinlichste Wert $N = 6{,}1 \cdot 10^{19}$ ist. Schätzungen von N aus der kinetischen Theorie sind nur Annäherungen und dienen in vielen Fällen nur dazu, für die Zahl der Moleküle eine obere oder untere Grenze festzustellen. Nichtsdestoweniger sind solche Schätzungen von beträchtlichem Interesse und historischem Wert, da sie lange Zeit hindurch als zuverlässigste Methoden dienten, um eine Vorstellung von molekularen Dimensionen zu bilden.

Eine sehr interessante Methode zur Bestimmung des Wertes von N wurde im Jahre 1899 von Lord Rayleigh angegeben, abgeleitet aus seiner Theorie des blauen Himmelslichtes. Diese Theorie nimmt an, daß die Luftmoleküle die auf sie treffenden Lichtwellen zerstreuen. Diese Zerstreuung des Lichtes ist für Teilchen, die klein sind gegenüber der Wellenlänge des Lichtes, umgekehrt proportional der vierten Potenz der Wellenlänge, so daß das Verhältnis des zerstreuten zum einfallenden Licht für das violette Ende des Spektrums viel größer ist, als für das rote, und so erscheint der Himmel, den wir durch das zerstreute violette Licht sehen, in tiefblauer Farbe. Diese Zerstreuung des Lichtes beim

Durchgang durch die Atmosphäre bewirkt Änderungen in der Helligkeit der Sterne, wenn sie in verschiedenen Höhen gesehen werden, und es sind experimentelle Bestimmungen dieses Verlustes gemacht worden. Kennt man aber diese Zahl, so kann die Zahl N der Moleküle mit Hilfe der Theorie bestimmt werden. Mittels der so zur Verfügung stehenden Daten, schloß Lord Rayleigh, daß N nicht kleiner sei, als $7 \cdot 10^{18}$. Im Jahre 1902 berechnete Lord Kelvin den Wert von N aus der Theorie unter Benutzung neuerer und genauerer Daten und fand, daß er gleich $2{,}47 \cdot 10^{19}$ sei. Da in der einfachen Theorie diejenige Zerstreuung nicht in Betracht gezogen ist, die von den unzweifelhaft in der Atmosphäre vorhandenen feinen suspendierten Teilchen herrührt, so kann diese Methode nur dazu dienen, eine untere Grenze von N festzustellen. Es ist schwer, die Korrektion zu schätzen, die wegen des Effektes anzubringen ist, aber es wird sich erweisen, daß die von Lord Kelvin abgeleitete unkorrigierte Zahl nicht viel kleiner ist, als der später gegebene wahrscheinlichste Wert $2{,}47 \cdot 10^{19}$. Angenommen, daß die Theorie und die benutzten Daten korrekt sind, würde dies bedeuten, daß die von in der Atmosphäre schwebenden Teilchen herrührende Zerstreuung nur ein kleiner Bruchteil der durch die Luftmoleküle bewirkten Zerstreuung ist. Dies ist ein interessantes Beispiel dafür, wie eine genaue Kenntnis des Wertes von N möglicherweise zur Schätzung unbekannter Größen beitragen kann.

Wir müssen jetzt einige der neueren und direkteren Methoden zur Schätzung von N betrachten, die auf neuen Bereicherungen unseres Wissens beruhen. Die neueren Methoden gestatten uns, den Wert von N mit viel größerer Sicherheit und Präzision zu bestimmen, als es vor wenigen Jahren möglich war.

Wir haben oben Bezug genommen auf die Untersuchungen von Perrin über das Verteilungsgesetz einer großen Zahl winziger Körnchen in einer Flüssigkeit, und auf seinen Nachweis, daß diese Teilchen sich wie Moleküle hohen Molekulargewichtes verhalten. Der Wert von N kann ohne weiteres aus den experimentellen Resultaten abgeleitet werden und ergibt sich als $3{,}14 \cdot 10^{19}$. Die von Perrin entwickelte Methode ist eine ganz neuartige und sinnreiche, und sie wirft ein höchst bedeutendes Licht auf das Gesetz der Energieverteilung. Diese neue Methode, das fundamentale Problem anzugreifen, wird ohne Zweifel in Zukunft wesentlich weiter entwickelt werden.

Es ist bereits gezeigt worden, daß der Wert $N = 2{,}56 \cdot 10^{19}$ erhalten wurde durch die direkte Methode der Zählung der α-Teilchen und Bestimmung des entsprechenden Volumens an erzeugtem Helium. Eine andere sehr einfache Methode zur Bestimmung von N aus radioaktiven Daten beruht auf dem Umwandlungsbetrag des Radiums. Boltwood hat durch direkte Experimente gezeigt, daß Radium in 2000 Jahren zur Hälfte umgewandelt wird. Hieraus folgt, daß von einem Gramm Radium anfänglich 0,346 mgr im Jahre aufbrechen. Nun ist es aus der Zählungsmethode bekannt, daß in der Sekunde $3{,}4 \cdot 10^{10}$ α-Teilchen von einem Gramm Radium ausgesandt werden, und alles spricht dafür, daß der Zerfall eines jeden Atoms begleitet ist vom Austritt eines α-Teilchens. Folglich ist die Zahl der pro Jahr fortgeschleuderten α-Teilchen ein Maß für die Zahl der Atome in 0,346 mgr Radium. Es sind also $3{,}1 \cdot 10^{21}$ Atome in einem Gramm Radium, und nimmt man das Atomgewicht des Radiums als 225 an, so läßt sich mit Leichtigkeit ableiten, daß $N = 3{,}1 \cdot 10^{19}$ ist.

Das Studium der Eigenschaften ionisierter Gase in den letzten Jahren hat zur Entwicklung von einer Reihe wichtiger Methoden geführt zur Bestimmung der Ladung eines Ions, das in einem Gase durch Röntgenstrahlen oder die Strahlung radioaktiver Substanzen erzeugt worden ist. Nach der modernen Anschauung nimmt man an, daß die Elektrizität ebenso wie die Materie eine atomistische Struktur hat, und die vom Wasserstoffatom bei der Elektrolyse des Wassers abgegebene Elektrizitätsmenge wird als die Grundeinheit der Elektrizitätsmenge angesehen. Von diesem Standpunkte aus, der durch gewichtige Gründe gestützt ist, ist die vom Wasserstoffatom mitgeführte Ladung die kleinste Elektrizitätsmenge, die es gibt, und jede andere Elektrizitätsmenge besteht aus ganzen Vielfachen dieser Einheit. Townsends Experimente haben ergeben, daß die Ladung eines Gasions in der Mehrzahl der Fälle die gleiche ist, wie die eines Wasserstoffatoms in der Elektrolyse des Wassers. Aus der Messung der Elektrizitätsmenge, die erforderlich ist, um ein Gramm Wasserstoff in der Elektrolyse frei zu machen, kann hergeleitet werden, daß $N \cdot e = 1{,}29 \cdot 10^{10}$ elektrostatische Einheiten ist, wobei N wie oben die Zahl der Atome in einem Kubikzentimeter Wasserstoff, und e die Ladung ist, die jedes Ion mitführt. Wird e experimentell gefunden, so kann aus dieser Beziehung sogleich N abgeleitet werden.

Die erste direkte Messung der vom Ion mitgeführten Ladung wurde im Jahre 1897 von Townsend gemacht. Wenn eine Lösung von Schwefelsäure elektrolysiert wird, so findet man, daß der freigewordene Sauerstoff in einer feuchten Atmosphäre die Entstehung einer dichten Wolke veranlaßt, die aus winzigen Wassertröpfchen besteht. Jedes dieser winzigen Tröpfchen trägt eine Ladung negativer Elektrizität. Die Größe dieser winzigen Kügelchen und damit ihr Gewicht wurde mittels der Stokesschen Formel

hergeleitet, indem man die Fallgeschwindigkeit der Wolke unter der Wirkung der Schwere ableitete. Das Gewicht der Wolke wurde gemessen, und da man das Gewicht jedes Kügelchens kannte, wurde die Gesamtzahl der anwesenden Tropfen berechnet. Da die Gesamtladung der Wolke gemessen war, konnte die Ladung jedes Tropfens bestimmt werden, und ϵ wurde auf diese Weise zu etwa $3{,}0 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten bestimmt. Der dazu gehörige Wert von N ist $4{,}3 \cdot 10^{19}$.

Wir haben bereits auf die von C. T. R. Wilson gefundene Methode Bezug genommen, jedes Ion sichtbar zu machen durch Kondensation von Wasser auf ihm durch eine plötzliche Expansion des Gases. Diese Eigenschaft benutzte Sir Joseph Thomson um die Ladung ϵ jedes Ions zu bestimmen. Wenn die Expansion des Gases einen bestimmten Wert überschreitet, so verdichtet sich das Wasser sowohl auf den positiven, wie auf den negativen Ionen und man sieht eine dichte Wolke kleiner Wassertropfen. J. J. Thomson fand $\epsilon = 3{,}4 \cdot 10^{-10}$, H. A. Wilson $\epsilon = 3{,}1 \cdot 10^{-10}$ und Millikan und Begeman $4{,}06 \cdot 10^{-10}$. Die entsprechenden Werte von N sind 3,8, 4,2 und $3{,}2 \cdot 10^{19}$. Diese Methode ist sehr interessant und wichtig, da sie die Möglichkeit gibt, direkt die Zahl der im Gase erzeugten Ionen zu zählen. Eine exakte Bestimmung von ϵ nach dieser Methode ist dagegen unglücklicherweise mit großen experimentellen Schwierigkeiten verknüpft.

Moreau hat kürzlich die Ladung negativer Flammenionen bestimmt; die Werte für ϵ und N ergaben sich zu $4{,}3 \cdot 10^{-10}$ und $3{,}0 \cdot 10^{19}$.

Wir haben oben die Arbeit von Ehrenhaft erwähnt über die Brownsche Bewegung, die ultramikroskopischen Silberstaub in Luft zeigt. In einer neuen Publikation (1909) hat er gezeigt, daß jedes dieser Teilchen eine positive oder eine negative Ladung trägt. Die Größe der Teilchen wurde mit dem Ultramikroskop und ebenfalls aus der Fallgeschwindigkeit unter dem Einfluß der Schwere gemessen. Die von jedem Teilchen mitgeführte Ladung wurde aus der gemessenen Masse des Teilchens und seiner Geschwindigkeit in einem elektrischen Felde bestimmt. Der Mittelwert von ϵ ergab sich so als $4{,}6 \cdot 10^{-10}$ und N wird $2{,}74 \cdot 10^{19}$.

Eine dritte wichtige Methode zur Bestimmung von N aus radioaktiven Daten gaben Rutherford und Geiger im Jahre 1908. Die Ladung jedes vom Radium ausgesandten α-Teilchens wurde gemessen, indem direkt die Gesamtladung bestimmt wurde, die von einer gezählten Menge von α-Teilchen getragen wurde. Der Wert der Ladung auf jedem Teilchen ergab sich als $9{,}3 \cdot 10^{-10}$. Durch Betrachtung der allgemeinen Umstände kam man zu dem Schluß, daß jedes α-Teilchen zwei positive Ladungseinheiten trägt, so daß der Wert von $\epsilon = 4{,}65 \cdot 10^{-10}$ wird und $N = 2{,}77 \cdot 10^{19}$. Diese Methode besitzt einen beträchtlichen Grad von Zuverlässigkeit, da die erforderlichen Messungen direkt und beträchtlicher Genauigkeit fähig sind.

Die bisher erklärten Methoden zur Messung von ϵ beruhten auf direktem Experiment. Diese Diskussion würde jedoch unvollständig sein, wollte ich nicht eine wichtige Bestimmung von ϵ aus theoretischen Betrachtungen durch Planck erwähnen. Aus der Theorie der Energieverteilung im Spektrum eines heißen Körpers fand Planck $\epsilon = 4{,}69 \cdot 10^{-10}$ und $N = 2{,}80 \cdot 10^{19}$. Aus Gründen, auf die wir hier nicht eingehen können, muß dieser theoretischen Ableitung großes Gewicht gegeben werden.

Wenn wir die große Verschiedenheit der Theorien und Methoden betrachten, die zur Bestimmung der Atomkonstanten N und ϵ nutzbar gemacht worden sind, und die wahrscheinlichen experimentellen Fehler, so ist die Übereinstimmung unter den Zahlen bemerkenswert gut. Dies trifft besonders zu, wenn man die neueren Messungen, die nach sehr verschiedenen Methoden gemacht sind, betrachtet, die weit zuverlässiger sind, als die alten Schätzungen. Es ist schwer, eine Bestimmung als vertrauenswürdiger als die andere zu bezeichnen; aber es möge mir verziehen werden, wenn ich einige Zuverlässigkeit den eben diskutierten Methoden zubillige, die auf der von einem α-Teilchen getragenen Ladung beruhen. Der auf diesem Wege erhaltene Wert ist nicht nur in enger Übereinstimmung mit der theoretischen Schätzung von Planck, sondern auch in gutem Einklang mit den neuen Bestimmungen auf mehrere andere unterschiedliche Methoden. Wir können folglich den Schluß ziehen, daß die Zahl der Moleküle in jeglichem Gas bei Normaldruck und Temperatur ungefähr $2{,}77 \cdot 10^{19}$, und der Wert für das Elementarquantum der Elektrizitätsmenge $4{,}65 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten ist. An der Hand dieser Daten ist es eine einfache Sache, die Masse jedes Atoms von bekanntem Atomgewicht abzuleiten und den Wert einer Anzahl damit verknüpfter atomistischer und molekularer Größen zu bestimmen.

Es liegt kein Grund mehr vor, die Werte dieser fundamentalen Konstanten mit Mißtrauen zu betrachten, sondern sie dürfen unbedenklich in Berechnungen benutzt werden, um unsere Kenntnis von dem Bau des Atoms und Moleküls weiter zu vermehren. Es werden ohne Zweifel in der Zukunft sehr viele Untersuchungen angestellt werden, um den Wert dieser wichtigen Konstanten mit größtmöglicher Sicherheit festzulegen; aber wir haben allen Grund, anzunehmen, daß die Werte bereits mit beträchtlicher Sicherheit bekannt sind, und zwar mit einem Grade von Genauigkeit, der wesent-

lich größer ist, als man ihn vor wenigen Jahren erzielen konnte. Die bemerkenswerte Übereinstimmung in den Werten von N und e, die doch auf so vielen verschiedenen Theorien beruhen, liefert schon allein einen außerordentlich kräftigen Beweis für Richtigkeit der atomistischen Theorie der Materie und der Elektrizität, denn man kann kaum glauben, daß sich eine solche Übereinstimmung zeigen würde, wenn die Atome und ihre Ladungen kein wirkliches Dasein hätten.

Es hat hier und da die Tendenz geherrscht, anzunehmen, daß die Entwicklung der Physik in den letzten Jahren die atomistische Theorie der Materie hat zweifelhaft werden lassen. Diese Ansicht ist völlig irrig, denn es wird aus den bereits betrachteten Tatsachen klar sein, daß die neuesten Entdeckungen nicht nur die Beweise zugunsten der Theorie erheblich gestärkt haben, sondern einen beinahe direkten und überzeugenden Nachweis ihrer Richtigkeit erbracht haben. Das chemische Atom als eine definierte Einheit in der Unterteilung der Materie hat jetzt seine unumstößliche Stellung in der Wissenschaft. Wenn wir etymologische Betrachtungen aus dem Spiel lassen, so ist das chemische Atom lange als das kleinste Stückchen Materie betrachtet worden, das gewöhnliche chemische Verbindungen eingeht. Es ist nie die Annahme gemacht worden, daß das Atom selbst unzerstörbar und von ewiger Dauer sei, oder daß nicht schließlich Methoden gefunden werden mögen, um es in noch elementarere Einheiten zu spalten. Die Entdeckung des Elektrons hat uns gezeigt, daß das Atom nicht die kleinste Masseneinheit ist, die wir kennen, während das Studium der radioaktiven Körper ergeben hat, daß die Atome einer Reihe von Körpern mit hohem Atomgewicht nicht dauernd stabil sind, sondern plötzlich aufbrechen, indem zugleich ein neuer Typ von Materie auftritt. Dieser Fortschritt unserer Erkenntnis schwächt in keiner Weise die Stellung des chemischen Atoms, sondern zeigt vielmehr seine hohe Bedeutung als Baustein der Materie, dessen Eigenschaften erschöpfend studiert werden müssen.

Der Beweis für die Existenz von Korpuskeln oder Elektronen mit einer scheinbaren Masse, die jedoch sehr klein ist gegen die des Wasserstoffatoms, bedeutet einen Markstein in der Ausdehnung unserer Gedanken über die Konstitution des Atoms. Diese Entdeckung, die einen tiefen Einfluß auf die Entwicklung der modernen Physik ausgeübt hat, verdanken wir in erster Linie Sir Joseph Thomson. Die Existenz des Elektrons als eines wohldefinierten Individuums ist durch ähnliche Methoden und mit derselben Sicherheit festgestellt, wie für das α-Teilchen. Obgleich es bisher nicht möglich gewesen ist, ein einzelnes Elektron durch seinen elektrischen oder optischen Effekt zu entdecken und so ihre Zahl direkt zu zählen, wie im Falle der α-Teilchen, scheint kein Grund dafür vorzuliegen, daß dieses nicht mit der elektrischen Methode sollte erreicht werden können. Der Effekt, den man für ein einzelnes β-Teilchen vorausberechnen kann, ist viel kleiner, als der eines α-Teilchens, aber nicht zu klein, um gemessen zu werden. In diesem Zusammenhang ist es von Interesse festzustellen, daß Regener Szintillationen beim Aufprall von β-Strahlen des Radiums auf einen Schirm von Bariumplatincyanür beobachtet hat, aber die Szintillationen sind zu schwach, um sie mit Sicherheit zu zählen.

Das Experiment hat ergeben, daß die scheinbare Masse des Elektrons mit seiner Geschwindigkeit variiert, und durch Vergleich von Theorie und Experiment ist der Schluß gezogen worden, daß die Masse gänzlich elektrischen Ursprungs ist, und daß keine Notwendigkeit vorliegt, einen materiellen Kern anzunehmen, auf dem die elektrische Ladung verteilt ist. Während es unzweifelhaft ist, daß Elektronen vom Atom oder Molekül durch eine Reihe verschiedener Agenzien losgelöst werden können, und, wenn sie in schneller Bewegung sind, selbständig bestehen können, so bleibt doch ein breiter Spielraum für die Diskussion der tatsächlichen Konstitution des Elektrons, wenn dieser Ausdruck gebraucht werden darf, und der Rolle, die es beim Aufbau des Atoms spielt. Es kann kaum bezweifelt werden, daß das Atom ein kompliziertes System ist, bestehend aus einer Anzahl von positiv und negativ geladenen Massen, die hauptsächlich durch elektrische Kräfte im Gleichgewicht gehalten werden; aber es ist schwer, die relative Wichtigkeit der Rolle zu ermessen, die die Träger der positiven und negativen Elektrizität spielen. Während negative Elektrizität als getrenntes Ganzes im Elektron bestehen kann, gibt es noch keinen entscheidenden Beweis für die Existenz eines entsprechenden positiven Elektrons. Man weiß nicht, wie sehr die Masse eines Atoms von Elektronen oder anderen bewegten Ladungen herrührt, oder ob eine von der elektrischen Masse ganz verschiedene Masse existiert. Ein Fortschritt in dieser Richtung muß aufgegeben werden, bis wir eine klarere Kenntnis von Charakter und Struktur der positiven Elektrizität und ihrer Beziehung zum negativen Elektron gewonnen haben.

Der allgemeine experimentelle Befund zeigt, daß Elektronen zwei verschiedene Rollen in der Struktur des Atoms spielen, die eine als ein lose verknüpfter, leicht zu entfernender Satellit des atomistischen Systems, und die andere als integrierender Bestandteil der inneren Struktur des Atoms. Die ersteren, welche leicht loszu-

lösen oder in Schwingung zu versetzen sind, haben einen wichtigen Anteil an der Verbindung der Atome zu Molekülen und an den Spektren der Elemente; die letzteren, die durch viel größere Kräfte an ihrer Stelle festgehalten werden, können nur durch Explosion des Atoms in Freiheit gesetzt werden, wobei das Atom zertrümmert wird. So scheint die Loslösung eines Elektrons mit kleiner Geschwindigkeit mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln des Laboratoriums die Stabilität des Atoms nicht zu gefährden, aber das Fortschleudern eines Elektrons hoher Geschwindigkeit von einer radioaktiven Substanz begleitet die Umwandlung des Atoms.

Der Gedanke, daß die Atome der Elemente einen zusammengesetzten Bau haben, der entweder aus leichteren Atomen oder aus den Atomen irgendeiner Grundsubstanz besteht, ist der Wissenschaft lange vertraut gewesen. Bisher ist kein Beweis erbracht worden für die Möglichkeit, ein Atom hohen Atomgewichtes aus solchen niedrigeren Atomgewichten aufzubauen, aber im Falle der radioaktiven Substanzen haben wir den ganz unumstößlichen Beweis, daß gewisse Elemente den umgekehrten Prozeß des Zerfalles zeigen. Es ist bezeichnend, daß dieser Prozeß ausschließlich bei Atomen höchsten Atomgewichtes, wie Uranium, Thorium und Radium beobachtet worden ist. Mit Ausnahme vielleicht von Radium liegt kein zuverlässiger Beweis dafür vor, daß ein ähnlicher Prozeß bei anderen Körpern stattfindet. Die Transformation des Atoms einer radioaktiven Substanz scheint von einer Explosion des Atoms von großer Intensität herzurühren, bei der ein Teil des Atoms mit großer Geschwindigkeit fortgeschleudert wird. In der Mehrzahl der Fälle wird ein α-Teilchen oder Heliumatom ausgesandt, in manchen Fällen ein Elektron hoher Geschwindigkeit, während einige Substanzen sich umwandeln ohne das Auftreten einer bemerkbaren Strahlung. Die Tatsache, daß die α-Teilchen von einer einheitlichen Substanz alle mit der gleichen sehr hohen Geschwindigkeit ausgeschleudert werden, legt die Möglichkeit nahe, daß das geladene Heliumatom, ehe es fortfliegt, in schneller Kreisbewegung im Atom ist. Bis jetzt gibt es noch keine bestimmten Anhaltspunkte über die Ursachen, die in diesen atomistischen Umwandlungen wirksam sind.

Da in einer großen Zahl von Fällen die Umwandlung der Atome von dem Fortschleudern eines oder mehrerer Heliumatome begleitet ist, so ist es schwer, dem Schluß auszuweichen, daß die Atome der radioaktiven Elemente, wenigstens zum Teil, aus Heliumatomen aufgebaut sind. Es ist gewiß sehr bemerkenswert, und mag sich von großer Bedeutung erweisen, daß Helium, welches vom gewöhnlichen chemischen Standpunkt aus betrachtet, ein inaktives Element ist, eine so wichtige Rolle in der Konstitution der Atome von Uranium, Thorium und Radium spielt.

Das Studium der Radioaktivität hat nicht nur ein helles Licht auf den Charakter der atomistischen Umwandlung geworfen, sondern es hat auch zur Entwicklung von Methoden zum Nachweis beinahe unendlich kleiner Mengen radioaktiver Materie geführt. Es ist bereits darauf hingewiesen worden, daß zwei Methoden, — eine elektrische und eine optische, — ersonnen worden sind für den Nachweis eines einzelnen α-Teilchens. Mittels der optischen oder Szintillationsmethode ist es möglich, mit Genauigkeit die Zahl der α-Teilchen zu zählen, wenn auch nur eines in der Minute fortgeschleudert wird. Es ist also nicht schwer, die Transformation irgendeiner radioaktiven Substanz zu verfolgen, in der nur ein Atom pro Minute aufbricht, vorausgesetzt, daß ein α-Teilchen die Umwandlung begleitet. Im Falle einer schnell zerfallenden Substanz, wie Aktiniumemanation, deren Halbierungszeit 3,7 Sekunden ist, ist es möglich die Anwesenheit, wenn nicht eines einzelnen, so doch weniger Atome nachzuweisen, während in manchen Fällen die Anwesenheit von 100 Atomen einen unbequem großen Effekt ergeben würde. Die Zählung der Szintillationen liefert eine äußerst wirksame und direkte quantitative Methode zum Studium der α-Strahlen aussendenden radioaktiven Substanzen. Es ist nicht nur leicht, die Zahl der in einem gegebenen Intervall ausgesandten α-Strahlen zu zählen, sondern man kann auch durch passende Experimente entscheiden, ob ein, zwei oder mehr α-Teilchen beim Zerfall eines einzelnen Atoms auftreten.

Die Möglichkeit, ein einzelnes materielles Atom nachzuweisen, hat ein neues Arbeitsfeld im Studium diskontinuierlicher Phänomene eröffnet. Beispielsweise gibt das experimentell gefundene Umwandlungsgesetz radioaktiver Materie nur den Mittelwert der Umwandlung, aber mit Hilfe der elektrischen oder der Szintillationsmethode kann man durch direktes Experiment den Zeitraum zwischen dem Zerfall zweier Atome und das Gesetz der wahrscheinlichen Verteilung der α-Strahlen nun den Mittelwert bestimmen.

Ganz abgesehen von der Wichtigkeit des Studiums radioaktiver Umwandlungen, geben die Strahlungen von aktiven Körpern sehr wertvolle Aufschlüsse über die Wirkungen, die schnell bewegte Partikel beim Durchgang durch Materie hervorbringen. Die drei Arten von Strahlen, die α-, β- und γ-Strahlen, die aktive Körper emittieren, sind sehr verschieden in ihrem Charakter und Durchdringungsvermögen. Beispielsweise werden die α-Teilchen durch ein Blatt Schreibpapier völlig gebremst, während man die γ-Strahlen des Radiums leicht nach Passieren von 20 cm Blei nachweisen kann. Die Unter-

schiede im Absorptionscharakter der Strahlen rühren ohne Zweifel teils von der verschiedenen Art der Strahlung, teils von der Verschiedenheit der Geschwindigkeiten her.

Die Art der durch α- und β-Strahlen hervorgebrachten Wirkungen wird am einfachsten in Gasen studiert. Das α-Teilchen hat eine so große Bewegungsenergie, daß es auf seinem Wege die Moleküle des Gases durchdringt, und nicht weniger als 100000 ionisierte oder dissoziierte Moleküle auf seiner Bahn zurückläßt. Nach Durchlaufen einer bestimmten Distanz verliert das α-Teilchen plötzlich seine charakteristischen Eigenschaften und verschwindet aus dem Gesichtskreis unserer Beobachtungsmethoden. Es verliert ohne Zweifel schnell seine hohe Geschwindigkeit und wird nach Neutralisation seiner Ladung ein wanderndes Heliumatom. Die durch das α-Teilchen hervorgerufene Ionisation scheint in der Loslösung eines oder mehrerer langsamer Elektronen vom Molekül zu bestehen, aber im Falle zusammengesetzter Gase ist der Ionisationsvorgang zweifellos von einer chemischen Dissoziation des Moleküls selbst begleitet, obgleich es schwer ist zu entscheiden, ob diese Dissoziation ein primärer oder sekundärer Effekt ist. Die chemische Dissoziation durch α-Teilchen öffnet ein weites Feld für Untersuchungen, mit denen bisher gerade erst begonnen wird.

Das β-Teilchen unterscheidet sich vom α-Teilchen durch sein viel höheres Durchdringungsvermögen, und durch die sehr kleine Zahl der ionisierten Moleküle im Vergleich zu einem α-Teilchen, das den gleichen Weg im Gase zurücklegt. Es wird sehr leicht durch die Gasmoleküle aus seiner Bahn abgelenkt, und es spricht viel dafür, daß, im Gegensatz zum α-Teilchen, das β-Teilchen von einem Molekül aufgehalten und eingefangen werden kann, wenn es mit sehr hoher Geschwindigkeit dahinfliegt.

Wenn man die große kinetische Energie der α-Teilchen und den kleinen Energiebetrag, der in einem einzelnen Molekül absorbiert wird, in Betracht zieht, so kann man wohl nicht daran zweifeln, daß das α-Teilchen, wie Bragg betonte, wirklich durch das Atom, oder besser den Wirkungsbereich des Atoms hindurchfliegt, das auf seinem Wege liegt. Das Atom hat sozusagen keine Zeit, dem schnell daherfliegenden α-Teilchen aus dem Wege zu gehen, das letztere muß vielmehr durch das atomistische System hindurchgehen. Von diesem Gesichtspunkt aus bleibt der alte Ausspruch, der in den meisten Fällen wahr ist, daß nämlich zwei Körper nicht den gleichen Raum einnehmen können, nicht mehr bestehen für materielle Atome, wenn sie sich mit genügend großer Geschwindigkeit bewegen.

Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß ein sorgsames Studium der durch α- und β-Teilchen beim Durchgang durch Materie hervorgerufenen Effekte schließlich noch weit mehr Licht auf die Konstitution des Atoms selbst werfen wird. Es ist schon nachgewiesen, daß der Charakter der Absorption eng mit den Atomgewichten der Elemente und ihrer Stellung im periodischen System verknüpft ist. Einer der auffallendsten Effekte beim Durchgang von β-Strahlen durch Materie ist die Zerstreuung der β-Teilchen, d. h. ihre Ablenkung aus der geradlinigen Bahn durch ihre Zusammenstöße mit den Molekülen. Man dachte eine Zeitlang, daß man eine solche Zerstreuung nicht im Falle der α-Teilchen erwarten dürfe infolge ihrer viel größeren Masse und kinetischen Energie. Jedoch zeigen die letzten Experimente von Geiger, daß die Zerstreuung der α-Teilchen sehr ausgeprägt ist, und daß sie so groß ist, daß ein kleiner Teil der α-Strahlen, die auf einen Metallschirm prallen, ihre Geschwindigkeit umkehren und auf der gleichen Seite wieder austreten. Diese Zerstreuung kann man mit der Szintillationsmethode aufs bequemste untersuchen. Man kann zeigen, daß die Ablenkung der α-Strahlen aus ihrer Bahn bereits nach dem Durchgang durch sehr wenige Atome bemerkbar ist. Der Schluß ist zwingend, daß das Atom der Sitz eines starken elektrischen Feldes ist, denn sonst würde es unmöglich sein, die Richtung des Teilchens beim Passieren einer so kleinen Strecke, wie des Durchmessers eines Moleküls zu ändern.

Zum Schluß möchte ich die Einfachheit und Direktheit der Methoden hervorheben, die durch die neuesten Entdeckungen für den Angriff der atomistischen Probleme nutzbar werden. Wie wir gesehen haben, ist es nicht nur eine einfache Sache, z. B. die Zahl der α-Teilchen durch die Szintillationen auf einem Zinksulfidschirm zu zählen, sondern es ist auch möglich, direkt die Ablenkung eines individuellen Teilchens beim Durchgang durch ein elektrisches oder magnetisches Feld zu untersuchen, und die Abweichung jedes Teilchens vom geradlinigen Wege infolge der Zusammenstöße mit den Molekülen der Materie zu bestimmen. Wir können direkt die Masse jedes α-Teilchens messen, seine Ladung, seine Geschwindigkeit, und können zugleich die Zahl der Atome bestimmen, die in einer gegebenen Gewichtsmenge jeder bekannten Art von Materie vorhanden sind. Im Lichte dieser und ähnlicher direkter Ableitungen, die auf sehr wenigen Annahmen beruhen, finden die Physiker meines Erachtens einige Rechtfertigung für ihren Glauben, daß sie auf dem sicheren Felsen der Wirklichkeit bauen, und nicht, wie uns so manche unserer wissenschaftlichen Mitbrüder warnend vorhalten, auf dem losen Sande der Einbildung und Hypothese.

(Aus dem Englischen übersetzt von Wilh. Westphal.)

A. S. Eve, Sekundärstrahlung von γ-Strahlen an verschiedenen Metallen.

Verfasser hat die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung von γ-Strahlen vom Molekulargewicht für verschiedene Metalle gemessen. Die Resultate wurden benutzt zur Integration des Ionisierungseffektes in einem Elektroskop, wenn vier Platten miteinander nach der bekannten Methode von Bragg vertauscht wurden.

Die Kurven für die Sekundärstrahlung zeigten ausgeprägte Unterschiede je nach der Art der verwandten γ-Strahlen. Bei Einschaltung eines Schirmes von Blei von 2 cm Dicke ergab Kohle 20 Proz. mehr Strahlung als Blei. Eisenschirme brachten keine solchen Unterschiede in der Sekundärstrahlung hervor. Einschaltung von Uraniumsalz, sowie tertiäre γ-Strahlen bewirkten, daß Kohle etwa 20 Proz. weniger als Blei emittierte.

H. T. Barnes, Variation der spezifischen Wärme des Quecksilbers bei hoher Temperatur.

Verfasser mißt die spezifische Wärme des Quecksilbers bis zum Siedepunkt hinauf mittels einer sehr genauen kalorimetrischen Methode unter Benutzung von fließendem Quecksilber und Wasser. Er weist nach, daß die Form der Kurve die gleiche ist, wie beim Wasser, mit einem Minimum bei 140°.

P. Phillips, Rekombination von Ionen in Luft bei verschiedener Temperatur.

Unter Benutzung der Langevinschen Methode findet Verfasser das Resultat von Ericson bestätigt (Phil. Mag. **104**, 328, 1909), daß der Rekombinationskoeffizient mit steigender Temperatur abnimmt, und zwar um 72 Proz. von 15°—178°, ebenso wie bei Ericson.

O. Reichenheim, Über Anodenstrahlen und ihre Spektra.

Verfasser beschreibt die von ihm und E. Gehrcke gefundenen Anodenstrahlen, die durch Einführung von Halogendämpfen in ein Entladungsrohr entstehen, sowie die bei Durchbohrung der Anode entstehenden A_1-Strahlen. Sodann gibt er einige neue Resultate über die Spektra der Anodenstrahlen, die sehr einfach sind im Vergleich mit Funken- und Bogenspektren. Beim Dopplereffekt an Erdalkali-Anodenstrahlen ist nur die „bewegte Intensität" vorhanden, die „ruhende Intensität" fehlt.

A. E. H. Lore, Über Erdgezeiten.

Bericht über die neuesten Arbeiten auf diesem Gebiete.

J. J. Thomson, Über positive Elektrizität.

Verfasser behandelt die Frage, ob es eine wohldefinierte positive Ladungseinheit gibt, wie sie für die negative Ladung im Elektron gefunden worden ist. Mit anderen Worten die Frage: kann man durch Ionisation verschiedener Gase positiv geladene Teilchen derselben Größe und Ladung erhalten? Verfasser bespricht eine Reihe eigener Versuche mit Kanalstrahlen. Es wurde die magnetische Ablenkung von Kanalstrahlen im höchsten erreichbaren Vakuum mittels eines Fluoreszenzschirmes gemessen. Bei hohen Drucken besteht der Fluoreszenzfleck der abgelenkten Strahlen aus einem Streifen, entsprechend Ablenkungen von Null bis zu einem scharfen Maximum, und zwar im positiven, wie im negativen Sinne. Im höchsten Vakuum bleibt nur der unabgelenkte Fleck und die maximal abgelenkten Flecke bestehen. Der unabgelenkte Fleck entspricht Teilchen, die das Magnetfeld ungeladen passiert haben. Für die abgelenkten Flecke ergibt die Kombination von elektrischer und magnetischer Ablenkung die Größe $\frac{e}{m}$ zu $\pm 10^4$, entsprechend einem Wasserstoffion. Wendet man in einigem Abstand hinter dem ersten Magnetfelde noch ein zweites senkrecht zu jenem gerichtetes Magnetfeld an, so bleiben die durch das erste erzeugten Flecke bestehen. Es kommen aber noch zwei weitere Flecke auf jeder Seite hinzu. Das bedeutet, daß die Kanalstrahlteilchen auf dem Wege von einem Feld ins andere ihren Charakter teils gewahrt haben, teils haben sie ihre Ladung verloren, teils sind ungeladene nunmehr geladen. Die hellste Fluoreszenz rührt von dem unabgelenkten Fleck her.

Verfasser spricht die Vermutung aus, daß die Teilchen ursprünglich neutrale Dupletts seien, die vom Gasmolekül abgespalten seien, bestehend aus einem positiven Teil von der Art des Wasserstoffions und einem Elektron, nur daß dieses Duplett sich in seine Komponenten spalten kann. Dafür spricht auch, daß die Geschwindigkeit der gegen das Feld laufenden mit den Kanalstrahlen wesensgleichen K_1-Strahlen die gleiche ist, wie die der Kanalstrahlen.

Durch eine Reihe von Versuchen wird bewiesen, daß die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bei tiefsten Drucken vom Entladungspotential unabhängig ist, indem zugleich die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen gemessen wird. Dies zeigt folgende Tabelle:

Elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen	Magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen	Elektr. Ablenkung der Kathodenstrahlen	Schlagweite einer parallelen Funkenstrecke
6 mm	6 mm	6 mm	0,5 cm
6	6	4,5	—
6,5	6,5	2,5	—
6	5,5	2	3,8

Der Wert $\frac{e}{m}$ ergibt sich in Wasserstoff, Stickstoff, Helium, Uran, Methyljodid und Uranchlorid stets zu 10^4.

Verfasser zieht aus diesen Versuchen den Schluß, daß das positive Kanalstrahlteilchen die positive Einheit der Elektrizitätsmenge darstelle.

Diese Auffassung stützt er durch Versuche von E. M. Wellisch. In einem Gemisch von Methyljodid und Wasserstoff wird durch Röntgenstrahlen praktisch nur ersteres ionisiert. Die Beweglichkeit der gebildeten Ionen entspricht aber der eines Wasserstoffions. Verfasser schließt daraus, daß dieses Ion der positive Rest eines vom Gasmolekül abgespalteten Dupletts der erwähnten Art sei. So erklärt sich die geringe Zahl von Ionen in einem Gase im Verhältnis zur Zahl der Gasmoleküle, indem von den Dupletts immer nur wenige aufbrechen.

Alle Effekte, bei denen man aus starker Ablenkbarkeit positiver Strahlen auf positive Elektronen geschlossen hat, sind aus geringer Geschwindigkeit dieser Strahlen zu erklären. Verfasser hält die Existenz von positiven Elektronen für wahrscheinlich, aber zurzeit für völlig unbewiesen.

H. M. Macdonald, Brechung elektrischer Wellen.

Verfasser gibt eine Berechnung des Einflusses einer leitenden Kugel auf elektrische Wellen unter Überwindung erheblicher mathematischer Schwierigkeiten. Die Lösung findet Anwendung auf das Problem der Funkentelegraphie.

J. W. Gifford, Ein verkittetes dreigliedriges Objektiv für spektroskopische Zwecke.

Das Objektiv ist eine Modifikation eines bereits früher beschriebenen astronomischen Objektivs. Es zeichnet sich durch große Apertur aus und ist achromatisiert für die Wellenlängen 768,2 $\mu\mu$, 560,4 $\mu\mu$ und 434,1 $\mu\mu$.

C. W. Chamberlain, Die Relativbewegung von Erde und Äther und der Fitzgerald-Lorentz-Effekt.

Ein Vorschlag zur Verbesserung des Michelson-Morleyschen Versuchs unter Sichtbarmachung von Effekten zweiter Ordnung.

F. Allan, Der Einfluß der Ermüdung des Auges mit Rot, Orange und Gelb auf dessen Farbenempfindlichkeit.

Verfasser hat das Auge mit Licht verschiedener Wellenlängen ermüdet und findet zwei verschiedene, scharf getrennte Ermüdungsbereiche, je nachdem die Wellenlänge des ermüdenden Lichtes größer oder kleiner als $\lambda = 660\ \mu\mu$ ist.

T. M. Lowry, Berichte der Kommission über: Dynamischen Isomerismus.

Ein Bericht über den jetzigen Stand der Frage nach der physikalischen oder chemischen Erklärung von Fluoreszenz, Phosphoreszenz, Tribolumineszenz und Farbe.

E. Goldstein, Über dreifache Emissionsspektra fester aromatischer Substanzen.

Feste oder mit flüssiger Luft zum Erstarren gebrachte und mit Kathodenstrahlen bestrahlte aromatische Verbindungen können drei ganz verschiedene Spektra zeigen, die kein einziges Maximum gemeinsam haben. Sie werden als Vorspektrum, Hauptspektrum und Lösungsspektrum bezeichnet. Das Vorspektrum tritt in den ersten Momenten der Bestrahlung auf. Alle drei Spektra beginnen im Rot oder Ultrarot. Die Vorspektra erstrecken sich bis ins Ultraviolett, die Hauptspektra reichen niemals über $\lambda = 460\ \mu\mu$ hinaus. Die Lösungsspektra variieren stark mit dem Lösungsmittel. Selbst für isomere Substanzen können die Lösungsspektra im gleichen Medium ganz verschiedenen Habitus zeigen. Sehr kleine Substanzmengen, z. B. weniger als $^1/_{100000}$ Naphthalin in Chlorbenzol können auf diese Weise nachgewiesen werden. Die hieraus resultierende, sehr empfindliche Prüfungsmethode für die Reinheit der aromatischen Substanzen hat ergeben, daß anscheinend bisher noch kein einziger aromatischer Körper ganz rein dargestellt worden ist.

Ehrhardt, Einfluß der Temperatur auf elektrische Entladungen im Vakuum.

In einem Entladungsrohr mit zwei sich gegenüberstehenden Aluminiumplatten als Elektroden wurden die Potentiale, welche imstande waren, die Entladung einzuleiten bezw. gerade noch zu unterhalten bei verschiedenen Drucken und Temperaturen (zwischen -78^0 und $+320^0$) gemessen. Die Anfangspotentiale liegen für hohe Temperaturen tiefer als für niedrige (bei gleichem Druck); bei tiefen Temperaturen existiert ein „kritischer Druck", für welche das Anfangspotential ein sehr deutliches Minimum aufweist; dieses Minimum verwischt sich ganz bei zunehmender Erwärmung. Die Kurven für das Minimumpotential sind nicht wesentlich abhängig von der Temperatur, doch liegen die Werte für höhere Temperaturen etwas niedriger. Endgültige Schlüsse über den Einfluß der Temperaturen auf die Stoßionisation lassen sich hieraus noch nicht ziehen.

Otto Hahn, Über die Herstellung neuer radioaktiver Zerfallsprodukte.

Vor etwa zwei Jahren hat der Verfasser in Gemeinschaft mit Lise Meitner eine Untersuchung über die Absorption der β-Strahlen aller einzelnen β-strahlenden Substanzen begonnen. Die ersten Resultate führten zu der Arbeitshypothese, daß einheitliche radioaktive Zerfallsprodukte nur eine Sorte von homogenen Strahlen aussendet. Im Aktinium wurde dabei ein neues Produkt Aktinium *C* erhalten, im Thorium ein Körper *ThD*, so daß für Thorium und Aktinium die Hypothese sehr gut bestätigt ist.

Neuerdings wurde nun auch das Radium untersucht, und die komplexe β-Strahlung von *RaC* führte zu einem Nachweis von dessen komplexer Natur. Radium *C* besteht sicher aus zwei, vielleicht aus drei sukzessiven Produkten.

Unlängst gelang es den Autoren auch nachzuweisen, daß Radium selbst außer den lange bekannten α-Strahlen auch typische β-Strahlen emittiert. Im Lichte der obengenannten Hypothese mußte also auch Radium selbst komplex sein und aus 2 Substanzen, etwa *Ra* und *RaX*, bestehen.

Bis jetzt angestellte Versuche scheinen den Schluß wahrscheinlich zu machen, doch sind die Resultate noch nicht so weit, um die komplexe Natur des Radiums selbst als bewiesen zu betrachten.

J. H. Pointing, Über die Verlängerung von belasteten Drähten durch Torsion.

Es wird zunächst eine mathematische Ableitung dafür gegeben, daß auf eine Ebene, auf welche schwache Kräfte wirken, stets ein Druck senkrecht zur Ebene dieser Kräfte wirkt, der proportional ist dem Quadrat des Drehungswinkels. Dementsprechend muß ein tordierter Draht sich gleichzeitig verlängern. Dieses wurde experimentell bestätigt an Drähten verschiedenen Materials und es ergab sich in der Tat für die doppelte Torsion der vierfache Wert der Verlängerung. Die gemessenen Effekte sind zwar nur klein, aber doch zu groß um irgendwelchen Fehlerquellen, etwa der Erwärmung zugeschrieben zu werden.

Nichols und Merrit, Abhängigkeit der Fluoreszenz von der Temperatur.

Es wurde der Einfluß der Temperatur auf das Fluoreszenzspektrum verschiedener Substanzen (Willemit, Anthrazen, konzentrierte alkoholische Lösungen von Resurofin und Fluoreszein) untersucht, wenn dieselben vom Licht einer Quecksilberlampe erregt werden. In der Regel werden beim Abkühlen die Fluoreszenzbanden schmäler und verlieren an Intensität; doch lassen sich allgemein gültige Gesetze nicht aufstellen. Willemit und Anthrazen zeigen den angegebenen typischen Verlauf; ebenso die Lösung von Resurofin, wenn es bis auf -165^0 abgekühlt wird; bei weiterer Temperaturerniedrigung bis auf -185^0 nimmt die Fluoreszenzbande an Breite und Intensität wieder bedeutend zu. Für Fluoreszein dagegen tritt lediglich eine Verschiebung der Bande nach dem roten Ende zu ein, und die Verteilung der Helligkeitsmaxima ändert sich etwas, jedoch ohne wesentliche Verringerung der Gesamtintensität.

Gibbs, Einfluß der Temperatur auf die Absorption und das Fluoreszenzspektrum von Uranglas.

Die Absorption im Uranglas nimmt bei Abkühlung von Zimmertemperatur auf -180^0 im ganzen Spektralgebiete um einen geringen Betrag ab; gleichwohl nimmt überraschenderweise die Intensität der Fluoreszenz bis zu beinahe dem doppelten Wert zu. Dabei zerfällt die bei $+20^0$ ziemlich flach verlaufende Bande in zwei durch ein deutliches Minimum voneinander getrennte Teile.

Zeleny, Fall sphärischer Körper in reibenden Medien.

Da das Stokessche Gesetz von großer Bedeutung für die Wilsonschen und Thomsonschen Messungen der Ladung e ist, wurde dasselbe für sphärische Körper verschiedener Größe in Luft nachgeprüft; verwendet wurden Lykopodium, Polytrichum, Lykoperdon, deren Masse, Radius und Dichtigkeit mit großer Genauigkeit gemessen wurden. Die hieraus berechneten Werte V_r der Fallgeschwindigkeit differierten von den experimentell gefundenen V_m desto mehr, je größer der Radius war; für die größten untersuchten Körper (Lykopodium $r = 0{,}00158$) war das Verhältnis $V_m : V_r = 1{,}98$, für die kleinsten (Lykperdon $r = 0{,}000207$ cm) $= 1{,}6$. Von der letzteren Größenordnung sind auch die Wassertropfen in den Wilsonschen Messungen; führt man in dessen Berechnung eine dementsprechende Korrektion ein, so erhält man für e einen Wert, der annähernd doppelt so groß ist, als der bisher angenommene.

E. F. Burton, Einfluß von Elektrolyten auf kolloidale Eisenoxydlösungen.

Die Geschwindigkeit der Teilchen einer Eisenoxydlösung, die in elektrolytisch leitend gemachtem Wasser dialysiert wurde, in einem elektrischen Feld wurde mit Hilfe des Ultramikroskops gemessen; sie wuchs anfangs mit zunehmender Reinigung der Lösung, von einem gewissen Punkt ab nahm sie dann wieder ab und zwar angenähert proportional zu der noch

in der Lösung befindlichen Menge Chlor. Kaliumphosphat beeinflußte die Geschwindigkeit im gleichen Maße, wie dies früher für die Bredigsche Kupferlösung gefunden wurde. Ein Vergleich des Koagulationsvermögens monovalenter, divalenter und trivalenter Ionen bestätigte die Richtigkeit des Gesetzes von Lender, Picton und Stardy.

J. H. Pointing, Über die Wellenbewegung in einem rotierenden Zylinder und das Drehmoment eines zirkular polarisierten Lichtstrahls.

Wenn ein Zylinder gleichmäßig um seine Achse rotiert und dabei die auf ihn ausgeübte Kraft gleichmäßig überträgt, so werden Punkte, die ursprünglich auf einer Geraden parallel der Achse lagen, während der Bewegung auf einer Spirale liegen, deren Ganghöhe abhängt von der Umdrehungszahl und von den elastischen Eigenschaften des Stabes. Die in der Zeiteinheit übertragene, d. h. durch die Querschnittseinheit hindurchgehende Energie ist proportional dem Drehmoment und der Umdrehungszahl.

Ganz analog verhält sich ein zirkular polarisierter Lichtstrahl; und da für einen solchen die durch die Querschnittseinheit hindurchgehende Energie bekannt ist gleich dem Lichtdruck P, so erhält man für das Drehmoment, welches der Strahl auf ein absorbierendes Medium überträgt, den Wert $\frac{P \cdot \lambda}{2\pi}$, das heißt eine Größe, die ungefähr nur $\frac{1}{10^5}$ des Lichtdruckes beträgt und somit experimentell kaum gemessen werden kann.

T. Lyman, Einige Eigenschaften sehr kurzwelligen Lichtes.

Verfasser hat die Strahlen des Gebietes von 200 bis 103 $\mu\mu$ untersucht, durch Beobachtung des von Kathodenstrahlen in verschiedenen Gasen ausgehenden Lichtes. Das stärkste Spektrum ergab Wasserstoff, ein schwächeres Argon, gar keine Emission Stickstoff, Sauerstoff und Helium. Wasserstoff, Stickstoff, Argon und Helium von Atmosphärendruck sind in diesem Gebiet durchsichtig, Sauerstoff, wie Schumann zeigte, nicht. Sauerstoff zeigt mit abnehmendem Druck ein Absorptionsspektrum aus sehr vielen Banden, ebenso CO und CO_2. Das Spektrum von H_2 in diesem Gebiet steht in keiner Beziehung zum sichtbaren Spektrum. Die Strahlen haben stark ozonisierende Wirkung, ferner erzeugen sie eine sehr starke Volumionisation. Ebenfalls erheblich ist der photoelektrische Effekt.

J. Kinoshita, Die photographische Wirkung der α-Strahlen.

Die photographische Wirkung der α-Strahlen ist die gleiche in der ganzen Reichweite der Strahlen, geht also nicht parallel mit der Ionisation im Gase. Die Abhängigkeit der Schwärzung von der Zahl der α-Teilchen wird durch eine bei Null beginnende Kurve mit einem deutlichen Sättigungspunkt dargestellt. Letztere erklärt sich daraus, daß bei der dem Knick entsprechenden Dichte Überdeckung einzelner Effekte eintritt. Bei 400facher Vergrößerung erweist sich die Schwärzung als aus einzelnen Punkten zusammengesetzt, deren Zahl gleich der der α-Teilchen ist, wie folgende Tabelle zeigt:

Zahl der Teilchen (ber.)	$2{,}01 \cdot 10^7$	$5{,}45 \cdot 16^6$
Zahl der Punkte (beob.)	$2{,}26 \cdot 10^7$	$5.38 \cdot 10^6$.

J. H. Poynting und G. Barlow, Über den Druck der Strahlung gegen ihre Quelle.

Ein sehr dünner Körper wurde durch Bestrahlung mit einer Bogenlampe erhitzt bis zum Gleichgewichtszustande. Benutzt wurden dünne Asphaltscheibchen: 1. auf beiden Seiten schwarz (*BB*), 2. vorn schwarz, hinten versilbert (*BS*), 3. auf beiden Seiten versilbert (*SS*), 4. vorn versilbert, hinten schwarz (*SB*). Alle vier Scheibchen befanden sich auf einem leichten Glimmerrahmen, der im besten Vakuum leicht drehbar aufgehängt war. Die Flächen werden nacheinander beleuchtet, und die Ablenkung gemessen. Es ergab sich gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Werten und den Werten, die aus der Annahme folgen, daß das Reflexionsvermögen des Silbers 90 Proz., das der schwarzen Fläche 5 Proz. sei:

	BB	*BS*	*SS*	*SB*
Ablenkung	16,3	22,5	29,8	27,2
Verhältnis zur einfall. Energ. beob.	1,09	1,51	2,0	1,82
Verhältnis zur einfall. Energ. ber.	1,10	1,64	2,0	1,9

Ein Radiometereffekt war nachweislich nicht vorhanden.

E. Rutherford, Über die Wirkung von α-Strahlen auf Glas.

Joly hat gezeigt, daß die im Glimmer auftretenden, kreisförmigen Flecke herrühren von der α-Strahlung einer in ihrem Zentrum liegenden sehr kleinen Menge radioaktiver Substanz. Der Radius der Ringe stimmt ziemlich gut mit der Reichweite der α-Strahlen im Glimmer überein. Verfasser hat dieselbe Erscheinung an einer Glaskapillare beobachtet, in der Radiumemanation eingeschlossen war. Die Seele der Kapillaren war umgeben mit einem scharf begrenzten Bereich, in dem das Glas unter der Wirkung der α-Strahlen eine Ände-

rung des Brechungsindex erfahren hatte. Die Dicke des Zylinders steht im Einklang mit der Reichweite der α-Strahlen.

W. Westphal, Über die Ladung von Gasionen.

Zusammenfassender Bericht über die Arbeiten von J. Franck und W. Westphal über diesen Gegenstand. Vergl. Verh. d. D. Phys. Ges., S. 146—154 und 276—280, 1909.

J. C. Mc Lennan, Über die durch α-Strahlen in verschiedenen Metallen erzeugte Sekundärstrahlung.

Ein α-Strahlen emittierender Körper sendet außer diesen auch δ-Strahlen aus. Langevin hat gezeigt, daß α-Strahlen im Vakuum beim Auftreffen auf ein Metall ebenfalls sekundäre δ-Strahlen auslösen. Verfasser untersucht die Abhängigkeit dieser Emission normaler Art des Metalles, auf das das Präparat niedergeschlagen ist bezw. auf das es auftrifft. Das Poloniumpräparat befindet sich auf der einen Platte eines Kondensators im Vakuum. Durch Anwendung elektrischer und magnetischer Felder und Strommessung mittels Elektrometer wird die Intensität der einzelnen Strahlungen, α-Strahlen, δ-Strahlen von der tragenden Platte (δ) und Sekundärstrahlung beim Aufprall (s) einzeln bestimmt. Folgende Tabelle zeigt die gemessenen relativen Werte für dasselbe Metall bei verschieden starkem Präparat.

α	s	δ
1,0	1,0	1,0
7,3	7,71	7,95
11,23	10,00	9,00
38,28	28,4	29,2

Die Sekundär- und δ-Strahlung ist also proportional der Intensität der Primärstrahlung. Weitere Versuche ergaben eine deutliche Abhängigkeit der Sekundärstrahlung vom Metall. Bei Benutzung verschiedener Unterlagen für das Präparat erweist sich die δ-Strahlung als proportional der Intensität des Präparats, ohne Rücksicht auf die Unterlage. Ihr Ursprung liegt also im Polonium selbst.

W. T. Kennedy, Die Verteilung des aktiven Niederschlags von Aktinium im elektrischen Felde.

Verfasser untersucht die Aktivität zweier entgegengesetzt geladener Elektroden, zwischen denen sich Aktinium-Emanation befindet, bei verschiedenen Drucken. Er findet für beide Elektroden eine Zunahme des aktiven Beschlags mit abnehmendem Druck bis zu einem Maximum und dann einen starken Abfall. Die negative Platte wird stets stärker aktiviert als die positive. Dasselbe Maximum der Aktivierung der Platten findet sich auch ohne elektrisches Feld, Verfasser schließt daraus, daß die Verteilung der Aktivität durch Ionendiffusion bedingt sei.

F. Allan, Eine neue Methode zur Messung der Helligkeit im Spektrum.

Die einzelnen Streifen eines Spektrums werden mit einem unveränderlichen weißen Lichtstreifen verglichen, indem sie mittels zweier Nicols auf gleiche Helligkeit gebracht werden. Aus der Drehung der Nicols wird die relative Helligkeit der einzelnen Komponenten des Spektrums berechnet.

W. Bakes, Die Wirkung des Lichtes auf die Isolationsfähigkeit des Schwefels.

Ein mit Schwefel isoliertes Elektroskop zeigt eine tägliche Periode der Isolation, die der Wirkung des Lichtes zuzuschreiben ist; dasselbe tut Ebonit, dagegen nicht Bernstein.

(Eingegangen 25. September 1909.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Breslau Dr. Rudolf Ladenburg für Physik, an der Universität Berlin Dr. Erich Regener für Physik.

Ernannt: Der a.o. Professor für Astronomie an der Universität Kiel Dr. Hermann Kobold zum ord. Honorarprofessor, der Privatdozent für Astronomie und Geodäsie an der Universität Wien Dr. Adalb. Prey zum a. o. Professor daselbst.

Gesuche.

Assistent

mit akademischer Bildung für dauernde Stellung gesucht. Meldungen unter Einsendung des Lebenslaufes und Studienganges an die **Direktion der Treptow-Sternwarte, Treptow** bei **Berlin,** erbeten.

Assistent

gesucht für das physikalische Kabinett der Universität **Königsberg i P.** Eintritt sofort oder 1. Januar 1910. Bewerbungen mit ausführlichem Lebenslauf sind an **Prof. W. Kaufmann, Königsberg** zu richten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Have
attys
vols